



Etude du système de déclenchement électronique pour le projet HL-LHC et recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante top anti-top au sein de l'expérience CMS du LHC

Nicolas Beaupère

► To cite this version:

Nicolas Beaupère. Etude du système de déclenchement électronique pour le projet HL-LHC et recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante top anti-top au sein de l'expérience CMS du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2012. Français. NNT : . tel-00745211v2

HAL Id: tel-00745211

<https://theses.hal.science/tel-00745211v2>

Submitted on 25 Oct 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Nicolas BEAUPERE

Etude du système électronique pour le projet du HL-LHC et recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante top anti-top au sein de l'expérience CMS du LHC

Soutenue le 19 septembre 2012
devant la Commission d'Examen

Jury :	I. Laktineh	Président du jury
	D. Contardo	Directeur de thèse
	S. Perriès	co-Directeur de thèse
	S. Tosi	Rapporteur
	F. Palla	Rapporteur
	G. Montarou	Examineur

Université Claude Bernard Lyon 1
UFR de Physique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de
docteur de l'université Claude Bernard
en physique

Directeur de thèse : Didier Contardo
Co-encadrant de thèse : Stéphane Perriès

Etude du système de déclenchement électronique pour
le projet HL-LHC et recherche de nouvelle physique
dans le spectre de masse invariante top anti-top au
sein de l'expérience CMS du LHC

Nicolas BEAUPÈRE
<beauperenicol@ yahoo . com . au>

Lyon, le 19 septembre 2012

Résumé

Ce manuscrit décrit mon travail de thèse au sein de l'expérience CMS du collisionneur LHC. Il présente les deux sujets sur lesquels j'ai travaillé : un sujet orienté détecteur et un sujet orienté analyse de données.

Le premier sujet, orienté détecteur, se situe dans le cadre du projet HL-LHC qui prévoit une augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur cinq. Une telle augmentation et la conservation du système de haut niveau du déclenchement (HLT), engendre de nouvelles contraintes sur le détecteur CMS. Notamment au niveau du système de déclenchement électronique. La collaboration CMS envisage d'implanter ce dernier au sein du détecteur de traces. Deux méthodes de déclenchement sont proposées : la méthode des modules empilés et la méthode des mémoires associatives. La méthode des mémoires associatives nécessite toutefois une présélection intelligente des signaux électriques pour être utilisable. La méthode de la largeur des amas est proposée conjointement par l'équipe de Fabrizio Palla (Pise) et par l'équipe de Didier Contardo (IPNL) pour présélectionner les signaux. L'optimisation de cette méthode, en particulier des paramètres géométriques des modules et des seuils appliqués pour la présélection des signaux électrique, est le résultat de mon travail. Il est détaillé tout au long de la partie III de ce manuscrit.

Le deuxième sujet concerne l'analyse des données récoltées par CMS durant l'année 2011. Cette analyse a pour objectif de rechercher de nouvelles particules dans le spectre de masse invariante top anti-top. De par sa grande masse, proche de la brisure électrofaible, le quark top joue un rôle prépondérant dans de nombreuses extensions du Modèle Standard. L'observation de résonances étroites dans le spectre pourrait en être le signe. L'analyse est subdivisée en trois parties : la sélection des événements top anti-top, la reconstruction de la masse invariante top anti-top et une étude statistique pour quantifier la présence de nouvelle physique. Les résultats de ce travail sont des limites sur la section efficace de production de nouvelles particules. Ils sont présentés dans la partie IV du manuscrit.

Abstract

This manuscript describes my thesis work within the CMS experiment of the LHC collider. It presents both subjects on which I worked : a detector subject and a data analysis subject.

The first subject, detector, is situated within the framework of the HL-LHC project which plans an increase by a factor five the instantaneous luminosity. Such an increase and the preservation of the high level trigger (HLT) system, generate new constraints on the CMS detector. This is particularly true for the electronic trigger (L1) system. The CMS collaboration intends to implant this within tracker detector. Two methods are proposed : the stub modules method and the associative memorie method. However, associative memorie method require a clever preselection of electric signals to be usable. The cluster width method is jointly proposed by Fabrizio Palla's team (Pisa) and by Didier Contardo's team (IPNL) to preselecte electric signals. The optimization of this method, in particular geometrical parameters of modules and thresholds applied for the electric signals preselection, is the result of my own work. It is detailed throughout the part III of this manuscript.

The second subject concerns the analysis of data collected by CMS during 2011. This analysis has for objective to look for new particles in the spectre of anti-top top invariant mass. Due to its big mass, close to the electroweak symmetry breaking energy, the top quark plays a important role in numerous extensions of the Standard Model. The observation of narrow resonances in the spectre could be the sign of new particles. The analysis is subdivided into three parts, the selection of top anti-top events, the reconstruction of top anti-top invariant mass and a statistical study to quantify the presence of new physics. The results of this work are limits on the cross-section production of new particles. They are presented in the part IV of this manuscript.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Introduction	1
I Contexte théorique	3
1 Le Modèle Standard	5
1.1 Le formalisme lagrangien	6
1.1.1 le formalisme classique	6
1.1.2 le formalisme quantique	7
1.1.3 Symétrie et invariance	7
1.2 La théorie électrofaible	8
1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)	8
1.2.2 Le modèle de Glashow-Salam-Weinberg	9
1.3 La chromodynamique quantique (QCD)	15
1.3.1 Rappel historique	15
1.3.2 Le lagrangien de la QCD	16
1.4 Constantes de couplages et renormalisation	17
1.5 Les limites et l'au-delà du Modèle Standard	18
1.5.1 Les limites du modèle	18
1.5.2 Les théories au-delà du Modèle Standard	19
2 La physique du quark top	23
2.1 Les propriétés du quark top	23
2.1.1 La charge électrique	24
2.1.2 La largeur de désintégration	24
2.1.3 La masse	24
2.2 La production et la désintégration des quarks top	25
2.2.1 Les modes de production	25
2.2.2 Les canaux de désintégrations	27
2.3 Les résonances $t\bar{t}$ et la nouvelle physique	29

2.3.1	Les modèles colorés	29
2.3.2	Les modèles de Kaluza-Klein	29
2.3.3	Les modèles chiraux	30
II	Les expériences LHC et CMS	31
3	Le Large Hadron Collider : LHC	33
3.1	La chaîne d'accélération	34
3.2	Les faisceaux	35
3.2.1	Le système d'accélération	35
3.2.2	Le système de guidage	36
3.3	Les collisions	36
3.3.1	La luminosité	38
4	Le détecteur Compact Muon Solenoid : CMS	41
4.1	L'architecture du détecteur	42
4.1.1	Le trajectographe	45
4.1.2	Le calorimètre électromagnétique	48
4.1.3	Le calorimètre hadronique	50
4.1.4	L'électroaimant supraconducteur	52
4.1.5	Le spectrographe à muons	53
4.2	Le déclenchement de CMS pour la prise de données	55
4.2.1	Le niveau électronique	56
4.2.2	Le niveau informatique	57
4.3	La reconstruction des particules	58
4.3.1	Les leptons	58
4.3.2	Les jets	62
4.3.3	L'énergie transverse manquante	67
4.3.4	L'algorithme de flux de particules	68
4.4	Conclusion	69
III	Etude d'un niveau de déclenchement électronique utilisant le trajectographe de CMS	73
5	Le HL-LHC et ses implications sur le détecteur CMS	75
5.1	Le HL-LHC par rapport au LHC	75
5.1.1	Les limites du LHC	75
5.1.2	Le projet HL-LHC	76
5.2	L'impact du projet HL-LHC sur le détecteur CMS	76
5.2.1	Les problèmes rencontrés par le détecteur CMS	76
5.2.2	La contrainte sur le système de déclenchement	77
5.3	Les évolutions technologiques envisagées	77

5.3.1	Le remplacement du trajectographe	77
5.3.2	la modification du système de déclenchement	77
5.3.3	La limitation de la bande passante de lecture des détec- tecteurs	80
6	Etude de la méthode de la largeur des amas	87
6.1	Déroulement des simulations	88
6.1.1	La génération de particules	88
6.1.2	La simulation	88
6.1.3	La numérisation	89
6.1.4	La reconstruction des amas	89
6.2	Les paramètres étudiés	89
6.2.1	La géométrie du trajectographe	89
6.2.2	Les seuils et coupures	91
6.2.3	Les types de particules étudiés	91
6.3	Validation des simulations	92
6.3.1	Observations des distributions	92
6.3.2	Approbation des simulations	103
6.4	Les études menées	106
6.4.1	La largeur des amas	106
6.4.2	Les évènements de biais minimum	108
6.4.3	Etude de l'efficacité de sélection des amas	118
6.5	Les résultats	119
6.6	Conclusions et perspectives	119

IV Recherche de nouvelle physique dans le secteur du quark top 127

7	Le spectre de masse invariante $t\bar{t}$	133
7.1	Description du signal et des bruits de fond	133
7.1.1	Le signal	133
7.1.2	Les bruits de fond	134
7.1.3	Les simulations Monte-Carlo	139
7.2	Présélection des évènements	141
7.2.1	Chemins de déclenchements et lots de données	142
7.2.2	Nettoyage des données	144
7.3	Sélection des évènements	145
7.3.1	Sélection des objets physiques	146
7.3.2	Performance de la sélection	151
7.4	Reconstruction de la masse invariante	161
7.4.1	Reconstruction complète du neutrino	161
7.4.2	Choix des jets et association de leurs saveurs	163

7.4.3	Ajustement cinématique	164
7.5	Comparaisons données-MC	170
8	Extraction des limites	173
8.1	La méthode du maximum de vraisemblance	174
8.1.1	Les densités de probabilité du signal	176
8.1.2	Les densités de probabilité des bruits de fond	178
8.1.3	Les erreurs systématiques	180
8.2	Validation de la méthode	181
8.3	Maximisation de la vraisemblance	182
8.4	Résultat : la courbe des limites	184
8.4.1	Limites observées	184
8.4.2	Limites attendues	185
8.4.3	La courbe des limites	189
8.5	Conclusions et perspectives	190
	Conclusion	190
A	Courbes d'efficacité des chemins de déclenchement	195

Introduction

Les connaissances actuelles des constituants élémentaires de la matière et des interactions fondamentales que constitue notre environnement sont décrites dans un cadre théorique appelé : le Modèle Standard. Ce modèle, qui n'a encore jamais été mis en défaut, a été construit tout au long du XX^e siècle. Il décrit avec une grande précision les bosons intermédiaires des interactions électrofaible et forte, et leurs interactions avec les 12 fermions du modèle. Les masses des particules sont expliquées par le mécanisme de Higgs qui fait partie intégrante du Modèle Standard.

Le quark top a été découvert par les collaborations CDF et DØ du Tevatron en 1995. De nos jours, ces propriétés constituent toujours un domaine de recherche très actif. En effet, l'échelle de la masse du quark top reste interrogative. Sa valeur, proche de l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible, tend à faire penser que le Modèle Standard est une théorie effective à basse énergie. Il est observé deux types de désintégration possédant des quarks top dans l'état final : les désintégrations avec un top célibataire produit par interaction faible et les désintégrations avec une paire de quarks top anti-top produite par interaction forte. Dans cette thèse, ce sont les désintégrations $t\bar{t}$ qui sont étudiées. Plus particulièrement, c'est le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ qui est étudié pour rechercher des résonances étroites caractéristiques de la présence de nouvelles particules.

Ces recherches sont possibles grâce à l'expérience CMS installée à un des quatre points de collision du LHC au CERN. Cet accélérateur collisionne des paquets de protons toutes les 50 ns. Durant l'année 2011, l'énergie dans le centre de masse a atteint 7 TeV . Pour l'année 2012, cette énergie a été élevée à 8 TeV . Grâce à de telles conditions, les propriétés du quark top sont étudiées en détail. Les sections efficaces de production de paire $t\bar{t}$ au LHC permettent même de regarder au-delà du Modèle Standard.

Ce manuscrit est divisé en quatre parties : la première partie décrit le contexte théorique, la deuxième partie présente les expériences LHC et CMS, la troisième partie, qui représente mon premier travail de thèse, décrit et présente les résultats de la méthode de la largeur des amas et la quatrième partie présente mon deuxième travail de thèse, axé sur la recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante des paires de quarks top anti-top.

Mon premier travail de thèse est présenté dans la partie III. C'est un

travail de R&D sur la mise en place d'un système de déclenchement de niveau électronique dans le détecteur de trace de CMS. Il se positionne dans le projet HL-LHC qui prévoit une augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur cinq. Je présente dans un premier temps ce contexte expérimental. Je décris ensuite la méthode étudiée. Puis je présente mes résultats.

Mon deuxième travail de thèse est présenté dans la partie IV. C'est un travail d'analyse qui a consisté à rechercher des résonances dans le spectre de masse invariante top anti-top des données enregistrées par l'expérience CMS durant l'année 2011. Je présente dans un premier temps le contexte scientifique dans lequel se place ce travail. Puis je décris le signal étudié et les bruits de fond présents. Ensuite, je décris le cheminement pour obtenir un échantillon d'évènement top anti-top sur lequel je peux appliquer une étude statistique pour quantifier la présence ou non de résonnances.

Première partie

Contexte théorique

Chapitre 1

Le Modèle Standard

Sommaire

1.1	Le formalisme lagrangien	6
1.1.1	le formalisme classique	6
1.1.2	le formalisme quantique	7
1.1.3	Symétrie et invariance	7
1.2	La théorie électrofaible	8
1.2.1	L'électrodynamique quantique (QED)	8
1.2.2	Le modèle de Glashow-Salam-Weinberg	9
1.3	La chromodynamique quantique (QCD)	15
1.3.1	Rappel historique	15
1.3.2	Le lagrangien de la QCD	16
1.4	Constantes de couplages et renormalisation	17
1.5	Les limites et l'au-delà du Modèle Standard	18
1.5.1	Les limites du modèle	18
1.5.2	Les théories au-delà du Modèle Standard	19

Le Modèle Standard des particules, élaboré depuis plus de cinquante ans, découle de la combinaison de la théorie électrofaible et de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) [1, 2, 3]. Ce modèle décrit la physique des particules élémentaires et leurs interactions (cf. figure 1.1). Il se base sur les concepts du formalisme de la théorie quantique des champs et est conforté par les nombreux résultats expérimentaux.

La théorie quantique des champs est le résultat de la combinaison de la relativité restreinte et de la mécanique quantique. Le concept ondulatoire qui décrit les particules en mécanique quantique est modifié en concept de champ quantique. L'introduction de tels objets mathématiques a essentiellement permis de prendre en compte les effets relativistes et d'expliquer la création/annihilation de particules. La mécanique de ces champs obéit aux équations de propagation déduites du formalisme lagrangien. Les observables

deviennent des opérateurs. Les opérateurs de créations et d'annihilations permettent ainsi d'expliquer la création et l'annihilation de particules.

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name→	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z weak force
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W weak force
Leptons				Bosons (Forces)

FIG. 1.1 – *Classification des particules élémentaires du Modèle Standard [4].*

1.1 Le formalisme lagrangien

1.1.1 le formalisme classique

Le formalisme lagrangien décrit les lois de la mécanique en fonction des coordonnées généralisées $\{q_i\}$ et $\{\dot{q}_i\}$ où $\dot{q}_i = \frac{d}{dt}q_i$. A contrario du formalisme newtonien qui utilise la notion de force, le formalisme lagrangien utilise la notion d'énergie pour décrire la dynamique des systèmes physiques. Cette démarche est d'autant plus intéressante dans le domaine quantique où la notion de force est remplacée par la notion d'énergie.

Les équations du mouvement d'un système s'obtiennent à partir du principe de moindre action. Ce principe postule que le chemin suivi par une particule minimise l'action \mathcal{S} (cf. équation (1.3)) :

$$\boxed{\delta\mathcal{S} = 0} \quad (1.1)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial\mathcal{S}}{\partial\phi_i} = 0 \quad (1.2)$$

Où ϕ_i représente un champ classique de variables dynamiques $\{q_i, \dot{q}_i\}$. L'action est l'intégrale de la densité lagrangienne du système :

$$\mathcal{S}[\phi_i] = \int \mathcal{L}[\phi_i(x)] d^4x \quad (1.3)$$

La densité lagrangienne (\mathcal{L}) de la mécanique classique est la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle :

$$\mathcal{L} = T(\dot{q}_i) - V(q_i, \dot{q}_i) \quad (1.4)$$

Où T est l'énergie cinétique du système et V l'énergie potentielle.

Le principe de moindre action impose à l'action d'être stationnaire, ce qui conduit aux équations d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0 \quad (1.5)$$

1.1.2 le formalisme quantique

L'équation (1.5) n'est valable que pour la physique classique et une vision absolue du temps. En physique des hautes énergies, où la relativité restreinte et la mécanique quantique sont à prendre en compte, les particules ne sont plus caractérisées par leurs coordonnées généralisées, mais par des champs quantiques $(\phi, \partial_\mu \phi)$. L'équation d'Euler-Lagrange devient :

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (1.6)$$

Un tel formalisme permet d'exploiter les propriétés de symétrie des lois physiques et d'introduire la notion de création/annihilation de particules. A chaque particule, boson ou fermion, est associé un champ quantique.

1.1.3 Symétrie et invariance

Les systèmes physiques peuvent présenter des symétries dans leurs propriétés. Les symétries sont le résultat d'invariance sous des transformations. Deux types de symétries sont répertoriés : les symétries discrètes et les symétries continues.

– Les symétries discrètes

Une symétrie est dite discrète lorsque les paramètres de la transformation sous-jacente prennent des valeurs discrètes. Les plus importantes en physique des hautes énergies sont : la parité (P), la conjugaison de

charge (C) et le renversement du temps (T). Actuellement seule la combinaison CPT est invariante. L'interaction faible brise la symétrie de C,P et la combinaison CP.

– **Les symétries continues**

Une symétrie est dite continue lorsque les paramètres de la transformation sous-jacente prennent des valeurs continues. L'exemple type est la transformation par rotation, l'angle de rotation peut prendre n'importe quelle valeur sur l'espace continu $[0, 2\pi]$. Il existe deux types de symétries continues : les symétries globales et les symétries locales. Les symétries globales ne dépendent pas des coordonnées d'espace-temps (translation, rotation...). En revanche, les symétries locales dépendent des coordonnées d'espace-temps : $\theta = \theta(x)$ où θ est le paramètre d'une transformation quelconque.

Le théorème énoncé par Emmy Noether décrit l'équivalence entre invariances et symétries : *Une loi de conservation est associée à chaque transformation continue qui laisse le lagrangien invariant.* Ainsi les symétries continues et locales ont donné naissance aux théories de jauge telles que l'électrodynamique quantique et la chromodynamique quantique.

Ces théories permettent de décrire les interactions entre particules. Les caractéristiques des symétries, et donc des particules, sont décrites par la théorie des groupes et l'algèbre de Lie. Ces derniers permettent de décrire la symétrie de couleur, la symétrie gauche et la symétrie d'hypercharge du Modèle Standard.

1.2 La théorie électrofaible

1.2.1 L'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique est la théorie qui décrit l'interaction électromagnétique entre le champ bosonique de l'électromagnétisme (le photon) et les champs fermioniques. Dans ce contexte, le lagrangien d'une particule libre s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{libre}} = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) \quad (1.7)$$

Où $\psi(x)$ correspond au champ fermionique de masse m . γ^μ sont les matrices gamma (ou de Dirac).

L'électrodynamique étant une théorie de jauge locale associée à la symétrie du groupe $U(1)_{em}$, le lagrangien d'une particule libre doit être un invariant de jauge. Or, il ne l'est pas sous la transformation de jauge locale de paramètre $\alpha(x)$:

$$\psi \xrightarrow{U(1)} \psi' = e^{i\alpha(x)}\psi \quad (1.8)$$

En effet :

$$\mathcal{L}_{libre} \xrightarrow{U(1)} \mathcal{L}'_{libre} = i\bar{\psi}'(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi'(x) - m\bar{\psi}'(x)\psi'(x) \neq \mathcal{L}_{libre} \quad (1.9)$$

Afin de rendre le lagrangien d'une particule libre invariant sous la transformation de jauge locale (1.8), la dérivée du champ libre (∂_μ) est réécrite sous forme covariante (D_μ) :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.10)$$

Où e représente la charge électrique élémentaire.

Le lagrangien se réécrit alors :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x) (i\gamma^\mu\partial_\mu - m) \psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu \quad (1.11)$$

Le premier terme de ce lagrangien décrit la propagation des fermions libres (équation de Dirac). Le deuxième terme du lagrangien est naturellement introduit pour conserver l'invariance du lagrangien sous la transformation de jauge (1.8). Il décrit l'interaction entre les champs fermioniques et le champ vectoriel A_μ qui décrit les photons.

Ce lagrangien ne décrit pas la cinétique des photons. Un nouveau terme est donc introduit pour décrire la propagation libre des photons : $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ où $F^{\mu\nu}$ est le tenseur du champ électromagnétique :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (1.12)$$

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{QED} = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu D_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.13)$$

$$= i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.14)$$

$$= \mathcal{L}_{libre}^{fermion} + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{libre}^{boson} \quad (1.15)$$

1.2.2 Le modèle de Glashow-Salam-Weinberg

La théorie de Glashow, Salam et Weinberg a unifié l'interaction électromagnétique et l'interaction faible pour donner naissance à la théorie électrofaible [5, 6]. Cette théorie repose sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui comporte quatre générateurs. Le groupe $SU(2)_L$ décrit la symétrie d'isospin faible pour les particules possédant une chiralité gauche. Les trois générateurs de ce groupe représentent les bosons de jauge W^a , W^b et W^c . Le groupe $U(1)_Y$ décrit la symétrie d'hypercharge. Ce groupe possède un générateur qui est

associé au boson de jauge B . La projection du nombre quantique d'isospin faible ($I_3 = \pm 1/2$) est reliée au nombre quantique d'hypercharge (Y) par la charge électrique :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.16)$$

Le lagrangien de la théorie électrofaible s'écrit : $\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_y + \mathcal{L}_h$.
Où :

- \mathcal{L}_g est le terme de jauge.
- \mathcal{L}_f est le terme fermionique.
- \mathcal{L}_y est le terme de Yukawa.
- \mathcal{L}_h est le terme de Higgs.

Le terme de jauge

\mathcal{L}_g est le lagrangien décrivant la cinétique des bosons libres.

$$\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4g_1^2} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4g_2^2} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (1.17)$$

$W_{\mu\nu}^a$ et $B_{\mu\nu}$ sont les tenseurs bosoniques. Ils s'écrivent :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.18)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.19)$$

g_1 et g_2 sont respectivement les constantes de couplages de l'hypercharge ($U(1)_Y$) et de l'isospin faible ($SU(2)_L$). W_μ et B_μ sont les champs des bosons vecteurs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ étant non-abélien, des autocouplages de bosons sont possibles.

Le terme fermionique

\mathcal{L}_f est le lagrangien qui décrit la cinétique des fermions et leurs interactions avec les bosons de jauge. Il est aussi appelé lagrangien de Dirac. Les fermions peuvent être regroupés en cinq groupes : les doublets des leptons de chiralité gauche (L^i), les singulets des leptons de chiralité droite (\bar{e}_L^i), les doublets des quarks de chiralité gauche (Q_L^i), les singulets des quarks up de chiralité droite ($u_R^i : u \Leftrightarrow isospinup$) et les singulets des quarks down de chiralité droite ($d_R^i : d \Leftrightarrow isospindown$).

$$\mathcal{L}_f = i\bar{L}^i \not{D} L^i + i\bar{e}_L^i \not{D} e_L^i + i\bar{Q}_L^i \not{D} Q_L^i + i\bar{u}_R^i \not{D} u_R^i + i\bar{d}_R^i \not{D} d_R^i \quad (1.20)$$

Où \not{D} est la dérivée covariante :

$$\not{D} = \gamma^\mu D_\mu = \gamma^\mu \partial_\mu + i\gamma^\mu \frac{g_2}{2} \tau_a W_\mu^a + i\gamma^\mu \frac{g_1}{2} Y_L B_\mu \quad (1.21)$$

τ_a et Y_L sont respectivement un courant isovecteur (matrice de Pauli) et un courant isoscalaire qui représentent les générateurs irréductibles du groupe $SU(2) \otimes U(1)$.

Le terme de Yukawa

\mathcal{L}_y est le terme qui décrit les interactions entre le champ de Higgs et les fermions.

Dans le cas des leptons, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_y^{\text{leptons}} = -\lambda_l \left[\overline{(\nu_l l)}_L \phi l_R + \bar{l}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \right] \quad l = e, \mu, \tau \quad (1.22)$$

Dans le cas des quarks, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_y^{\text{quarks}} = -\lambda_d \left[\overline{(ud)}_L \phi d_R + \bar{d}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.23)$$

$$-\lambda_u \left[\overline{(ud)}_L \tilde{\phi} d_R + \bar{d}_R \tilde{\phi}^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.24)$$

λ représente une constante de couplage.

Le terme de Higgs

La théorie de Glashow-Salam-Weinberg décrit très bien les interactions électrofaibles entre fermions et bosons. En revanche, elle n'explique nullement la masse des bosons et des fermions. Il n'est pas possible d'introduire un terme de masse à la main de la forme $\frac{1}{2}m_x^2 x_\mu x^\mu$. Un tel terme de masse brise l'invariance du lagrangien.

Pour les bosons, la jauge brise explicitement le lagrangien :

$$\frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}m_A^2 \left(A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) \left(A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) \neq \frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu \quad (1.25)$$

Pour les fermions, c'est l'introduction de la chiralité qui brise la symétrie d'isospin :

$$m_f \bar{f} f = m_f \bar{f} \left(\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) + \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right) f = m_f (\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R) \quad (1.26)$$

Or, le terme $(\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R)$ n'est pas invariant sous une transformation de jauge local.

Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

R. Brout, F. Englert et P. Higgs [7, 8] ont proposé d'introduire un nouveau terme dans le lagrangien du Modèle Standard, le terme de Higgs, afin de résoudre le problème des masses. Un tel terme implique l'introduction d'un nouveau champ scalaire, le champ de Higgs (Φ). Le lagrangien associé au champ de Higgs (\mathcal{L}_h) est le suivant :

$$\mathcal{L}_h = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (1.27)$$

Où $V(\phi)$ est le potentiel de Higgs et D_μ la dérivée covariante (cf. équation 1.21). La brisure du potentiel de Higgs est responsable de la masse des fermions.

Le potentiel de Higgs peut être défini comme :

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\Phi^4, \lambda > 0 \quad (1.28)$$

Où λ est la constante d'autocouplage du Boson de Higgs.

Si le paramètre $\mu^2 > 0$ alors le potentiel V présente une symétrie dont l'état fondamental possède une énergie nulle (cf. la courbe de gauche de la figure 1.2). Si le paramètre $\mu^2 < 0$ alors le potentiel V a une forme de chapeau mexicain (cf. la courbe de droite de la figure 1.2). Dans ce cas, l'état fondamental conservant la symétrie ($\phi = 0$) est instable et va spontanément aller dans un état plus stable (le fond du chapeau mexicain). Ce phénomène est la brisure spontanée du potentiel de Higgs postulé par Brout-Englert-Higgs.

$$\frac{dV(\Phi)}{d|\Phi|^2} = \mu^2 + 2\lambda|\Phi|^2 = 0 \Rightarrow |\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (1.29)$$

Où v est l'énergie dans le vide associée au champ de Higgs, elle est appelée *vev* pour *vacuum expectation value* dans la littérature. Ce phénomène brise la symétrie spontanément pour minimiser l'énergie du système $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. Cet état fondamental possède une énergie non nulle qui peut être déterminée via la constante de Fermi ou via la masse du boson W et de la constante de couplage g_2 :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2^2}{8m_W^2} = \frac{1}{2v^2} \quad (1.30)$$

La masse des champs fermioniques et bosoniques provient alors de leur couplage au champ de Higgs :

$$\Rightarrow m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \text{ et } m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \quad (1.31)$$

Cette brisure de la symétrie électrofaible engendre aussi la différenciation des interactions électromagnétiques et faibles. Les bosons W^\pm , Z^0 et γ résultant de cette brisure sont des mélanges des bosons W_a , W_b , W_c et B (cf. équation (1.33) à (1.35)). Ce mélange peut être interprété comme une rotation dans l'espace des bosons W_i et B . L'angle de mélange est appelé l'angle de Weinberg (θ_W). Ce dernier peut être exprimé en fonction des constantes de couplages des interactions :

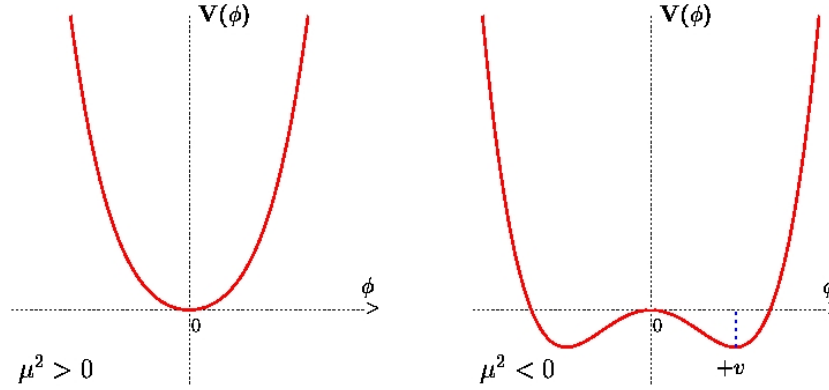


FIG. 1.2 – Potentiel de Higgs $V(\Phi)$ dans le cas où $\mu^2 > 0$ figure de gauche et dans le cas où $\mu^2 < 0$ figure de droite, en fonction du champ de Higgs.

$$\cos(\theta_W) = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.32)$$

Les expressions des bosons W^\pm, Z^0 et A en fonction des bosons de la théorie électrofaible sont :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^a \mp iW_\mu^b) \quad (1.33)$$

$$Z^\mu = \frac{-g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^c}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (1.34)$$

$$A^\mu = \frac{g_2 B_\mu + g_1 W_\mu^c}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (1.35)$$

La théorie électrofaible est un succès expérimental. Le courant neutre (Z^0) a été postulé avant son observation dans les détecteurs des grands accélérateurs. Les interactions électromagnétiques et faibles entre fermions et bosons sont très bien décrites par cette théorie. L'observation directe du boson de Higgs est un des rares points de cette théorie qui n'a pas encore été validé. Son observation dans les détecteurs de particules serait la confirmation du mécanisme de Higgs.

Actuellement, seules des limites sur la valeur de la masse et de la section efficace du boson de Higgs sont observées. Les détecteurs du LEP et du Tevatron ont apporté de grandes contributions sur ces limites. Les détecteurs du LHC, CMS et ATLAS, ont encore restreint la fenêtre accessible au boson de Higgs [9, 10]. La figure 1.3 présente les courbes d'exclusion de la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse invariante.

La fenêtre encore possible pour la présence d'un boson de Higgs se trouve autour de 125 GeV . La figure 1.4 présente les distributions des p-value associées à l'hypothèse d'un boson de Higgs de type Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Dans les deux expériences, un décrochage de la courbe des données est visible (trait plein) qui rejoint la courbe attendue (trait en pointillé) dans une zone proche de 125 GeV .

Il est remarquable d'observer dans ces distributions une fluctuation en coïncidence dans deux expériences distinctes, CMS et ATLAS. Ces excès vont dans le sens de l'existence d'un boson de Higgs. La statistique, de 4,6 fb^{-1} , n'est toutefois pas suffisante pour valider la présence d'une évidence. L'année 2012, avec une luminosité attendue de l'ordre de 20 fb^{-1} , s'annonce historique pour le boson de Higgs et le Modèle Standard.

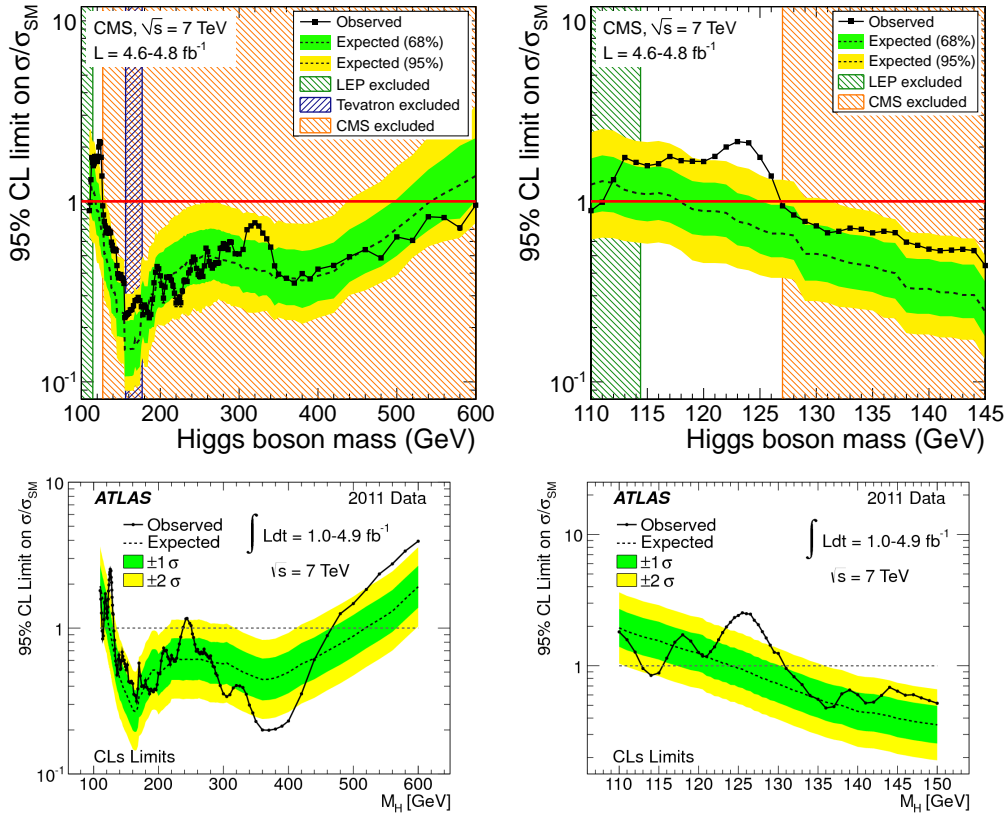


FIG. 1.3 – Courbe d'exclusion de la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les figures de droite sont un agrandissement des figures de gauche. Les deux histogrammes du haut sont obtenus par l'expérience CMS et les deux histogrammes du bas par l'expérience ATLAS.

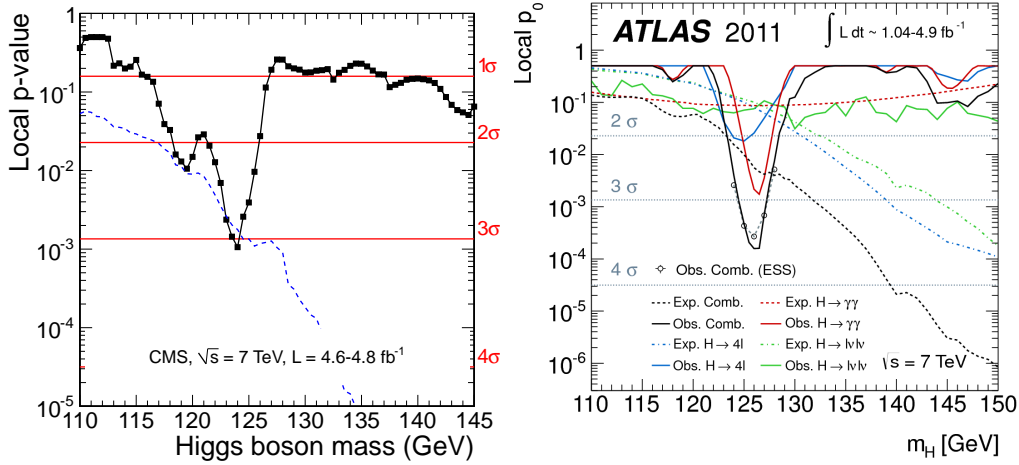


FIG. 1.4 – *Distribution de la p-value associée à la présence d'un Higgs de type Modèle Standard en fonction de sa masse, les traits pleins représentent les données et les traits en pointillés représentent les attentes pour le higgs en fonction de sa masse. La figure de gauche est issue de la collaboration CMS et la figure de droite est issue de la collaboration ATLAS.*

1.3 La chromodynamique quantique (QCD)

1.3.1 Rappel historique

Dans les années soixante, les baryons Δ^{++} (uuu), Δ^- (ddd) et Ω^- (sss), constitués de trois quarks identiques et de spin total $J = \frac{3}{2}$ ont été observés. De telles particules sont interdites par le principe de Pauli. Un nouveau nombre quantique a alors été postulé : la couleur. Chaque quark possède une charge de couleur (R : rouge, V : vert ou B : bleu). Ainsi un baryon peut posséder trois quarks identiques, mais de charge de couleur différente. La somme des charges de couleur doit toutefois rester neutre (blanche).

Gell-Mann et Zweig développent en 1963 la Chromodynamique Quantique (QCD) pour décrire les interactions fortes de couleur entre les quarks. Cette interaction conserve la charge de couleur. Donc d'après le théorème de Noether, il existe une symétrie sous-jacente. C'est la symétrie associée au groupe $SU(3)_c$. Dans cette représentation, les quarks s'écrivent sous forme d'un triplet de couleur :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_V \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

La théorie de Gell-Mann et Zweig est une théorie de jauge basée sur le

groupe de symétrie $SU(3)_c$ non abélien. D'après la théorie des groupes de Lie, un élément U du groupe agissant sur la représentation fondamentale s'écrit :

$$U = e^{ig_3\alpha_a T_a} \quad (1.37)$$

Où g_3 est la constante de couplage de l'interaction forte. T_a sont les $n^2 - 1 = 8$ générateurs de l'algèbre (n est l'ordre du groupe, 3 pour $SU(3)_c$) et α_a sont les paramètres réels de la transformation U .

Les 8 générateurs du groupe $SU(3)_c$ sont associés aux 8 bosons de masse nulle : les gluons. Ces bosons possèdent une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Les interactions entre les gluons, au contraire des photons, sont rendues possibles grâce à l'algèbre non abélienne associée au groupe.

L'interaction forte entre les quarks possède deux régimes d'intensité. A courte portée, l'interaction forte a une intensité faible. Les quarks possèdent une liberté dite asymptotique. En revanche à longue portée, l'interaction de couleur a une intensité très forte et confine les quarks dans des hadrons (mésons et baryons) de charge de couleur blanche. C'est le confinement des quarks.

1.3.2 Le lagrangien de la QCD

Le lagrangien de la chromodynamique quantique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(x) (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi(x) - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \quad (1.38)$$

$$= \bar{\psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) - g_3 \bar{\psi}(x) \gamma^\mu T_a \psi(x) G_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \quad (1.39)$$

Où, $G_{\mu\nu}^a$ est le tenseur analogue au tenseur $F_{\mu\nu}$ de la QED. Ce tenseur s'exprime comme :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + \underbrace{g\epsilon^{abc} G_\mu^b G_\nu^c}_{\text{terme non abélien}} \quad (1.40)$$

Les champs G_ν^a représentent les gluons médiateurs de l'interaction forte. Le paramètre g_3 est la constante de couplage de l'interaction forte.

La dérivée covariante (D_μ) utilisée dans l'équation (1.38) contient la jauge de l'interaction forte :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_3 \lambda_a G_\mu^a \quad (1.41)$$

Où le paramètre λ_a représente les huit matrices de Gell-mann.

Le premier terme de l'équation (1.39) correspond au lagrangien de propagation des fermions. Le deuxième terme correspond au couplage entre les fermions et les gluons. Et, le troisième terme correspond à la propagation des gluons libres et à leur auto-interaction.

1.4 Constantes de couplages et renormalisation

Les trois constantes de couplages : g_1 , g_2 et g_3 observées dans les lagrangiens d'interactions sont constantes au premier ordre de la théorie des perturbations. Ne pas prendre en compte les ordres supérieurs conduit à des divergences dans les intégrales. Si ces ordres supérieurs sont pris en compte par des corrections radiatives, ce qui correspond à renormaliser les équations, alors ces constantes évoluent en fonction de l'échelle d'énergie (cf. figure 1.5). L'extrapolation des constantes de couplage ne converge pas en un point unique mais forme un triangle aux énergies de Planck. Cette constatation amène à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective et qu'une théorie plus générale existe.

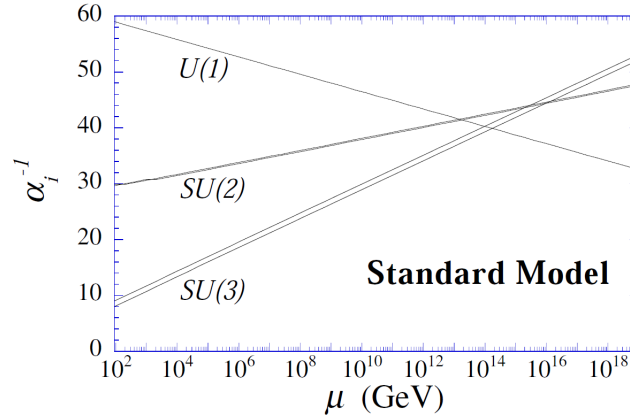


FIG. 1.5 – *Evolution des constantes de couplages des interactions électromagnétiques, faibles et fortes en fonction de l'échelle d'énergie (μ).*

Dans le Modèle Standard, l'évolution des constantes de couplage est linéaire en fonction du logarithme de l'échelle d'énergie. La dépendance de la constante de couplage forte vis-à-vis de l'échelle d'énergie μ est donnée par la formule :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} b_0 \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.42)$$

Où Q correspond à l'énergie transférée lors des collisions et b_0 est une constante de renormalisation.

1.5 Les limites et l’au-delà du Modèle Standard

1.5.1 Les limites du modèle

Le Modèle Standard décrit les fermions, leur évolution dans l’espace-temps et leurs interactions avec une remarquable précision. En 2011, aucune expérience de physique des particules (LHC, Tevatron, LEP, etc) n’a mis ce modèle en défaut. Il reste toutefois des phénomènes non expliqués. Le Modèle Standard pourrait donc être une théorie effective à basse énergie d’une théorie plus générale. Les points non expliqués par le MS sont énumérés ici :

- L’interaction gravitationnelle n’intervient pas dans le Modèle Standard. Elle est négligée au vu de son intensité très faible, inférieure de quarante ordre de grandeur à l’intensité de l’interaction électromagnétique. Cependant, à l’échelle de Planck ($\sim 10^{19} GeV$), cette intensité ne peut plus être négligée. Les théories de jauge ne sont pas renormalisables à ces énergies. Elle présentent des divergences à haute énergie en désaccord avec une extrapolation du Modèle Standard dans cette région.
- La matière noire, non baryonique, est une hypothèse théorique de la cosmologie qui rend compte de la masse des galaxies, de la masse des amas de galaxies et des fluctuations du fond diffus cosmologique (CMB). Elle représenterait 26% de la densité critique de la théorie du Big-Bang. Cependant, le Modèle Standard n’explique pas cette matière.
- L’énergie noire, résultante de la même hypothèse de la cosmologie que la matière noire, ne trouve aucune explication par le Modèle Standard. Elle représenterait toutefois près de 70% de la densité critique de l’univers.
- L’extrapolation des constantes de couplages des interactions à l’énergie de Planck ne converge pas vers une même valeur (cf. figure 1.5).
- Le Modèle Standard dans sa version minimale présente 19 paramètres libres : 3 constantes de couplages, 9 masses des fermions chargés (leptons et quarks), 3 angles de mélange et une phase de la matrice CKM, 2 paramètres du Higgs (la masse du boson de Higgs et λ le paramètre d’autocouplage) et un angle dû à la brisure de la symétrie CP (θ_{QCD}). Seule l’expérience a permis de déterminer leur valeur.
- La hiérarchie des masses ne trouve pas d’explication dans le Modèle Standard. Par exemple, pourquoi la masse du quark top est-elle aussi importante par rapport aux autres quarks ? Il est possible que les quarks et les leptons soient des agrégations d’éléments plus fondamentaux. Dans le même ordre d’idée, l’organisation des fermions en trois familles ne trouve pas d’explication naturelle.
- Les oscillations de neutrinos observées dans les expériences tendent à supposer qu’ils ont une masse. Or, le Modèle Standard prédit uniquement l’existence de neutrinos gauches de masses nulles.

- Le problème de naturalité provient des corrections radiatives appliquées à la masse du boson de Higgs. Les contributions de boucles de fermions entraînent une divergence quadratique. La masse du Higgs peut s'exprimer comme : $m_H^2 = m_0^2 + \delta m_H^2$ où m_0 est la masse nue du boson de Higgs et δm_H sont les corrections radiatives. La solution de la divergence est un ajustement très précis de la masse nue du Higgs. Un tel ajustement à plusieurs décimales ne paraît pas naturel, d'où le problème de naturalité.
- L'échelle d'énergie du Modèle Standard est du même ordre de grandeur que la masse des bosons de jauge W et Z, environ $100 \text{ GeV}.c^{-2}$. L'échelle d'unification des interactions est de l'ordre de 10^{16} GeV . Un tel écart entre ces deux régions en énergie est considérable : c'est le problème de hiérarchie.

Ces différents points ont fait émerger l'idée que le Modèle Standard est une théorie effective à basse énergie. Des modèles plus généraux dits "au-delà" du Modèle Standard sont proposés.

1.5.2 Les théories au-delà du Modèle Standard

Les modèles composites

Les modèles composites cherchent à diminuer le nombre de particules élémentaires du Modèle Standard. En effet, plus de 36 particules fondamentales sont actuellement connues. Ce grand nombre de particules amène à penser qu'elles sont composées d'éléments plus fondamentaux.

Le premier modèle composite est présenté par Pati et Salam [11] en 1974. Ensuite le modèle du rishon proposé simultanément par Harari [12] et Shupe [13] décrit les particules du Modèle Standard à partir de deux éléments fondamentaux, le rishon T et le rishon V. Des extensions modernes du modèle des préons [14] tentent de corriger les imperfections comme le manque d'explication de la dynamique des préons.

La supersymétrie

La supersymétrie est une solution au problème de naturalité [15]. Ce modèle postule la présence d'une symétrie entre les bosons de spin entier et les fermions de spin demi-entier (cf. équations 1.43 et 1.44). Chaque particule du Modèle Standard présente un superpartenaire identique, à l'exception de son spin différent d'une demi-unité. Les quarks et les leptons ont pour superpartenaire les squarks et les sleptons de spin 1. Les bosons ont pour superpartenaire les gauginos de spin $\frac{1}{2}$.

$$Q|fermions\rangle = |bosons\rangle \quad (1.43)$$

$$Q|bosons\rangle = |fermions\rangle \quad (1.44)$$

Toutefois un tel modèle doit posséder des observables visibles aux énergies des accélérateurs. Ceci n'est pas le cas et suppose une brisure de la supersymétrie qui rend les superpartenaires plus massifs que les particules du Modèle Standard.

La théorie de grande unification

La théorie de grande unification (GUT) a pour postulat l'unification des interactions électromagnétiques, faible et forte. Ce postulat se base sur une théorie de jauge où les groupes de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ sont compris dans un groupe de symétrie plus large. Les groupes les plus probables, répondant à cette problématique et proposés par Georgi-Glashow [16], sont $SU(5)$ et $SO(10)$. Dans ce contexte, le Modèle Standard est le reliquat de la brisure de la symétrie de grande unification.

La théorie de grande unification présente toutefois des lacunes. Elle ne traite pas de l'interaction gravitationnelle. De plus, une limite inférieure sur le temps de vie du proton de 10^{33} années a été mesurée par l'expérience T2K et le détecteur SuperKamiokande [17]. Or, ce modèle prévoit une durée de vie de l'ordre de 10^{31} années, ce qui est en désaccord avec l'expérience. Une autre difficulté de la GUT est qu'elle prédit l'existence de monopôles magnétiques alors qu'ils ne sont pas observés.

La théorie de Kaluza-Klein

Historiquement, la théorie de Kaluza-Klein suit les idées de la théorie de la relativité générale d'Einstein et son interprétation géométrique de l'interaction gravitationnelle. Kaluza a interprété l'interaction électromagnétique géométriquement, en introduisant une nouvelle dimension à l'espace-temps afin d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme. Klein a en plus émis l'hypothèse que cette dimension est compactifiée et a une taille de l'ordre de Planck (10^{-33} cm). La courbure de cette dimension décrit alors le potentiel électromagnétique.

Cette théorie a pour avantage de relier la physique des particules à la théorie de la gravitation. Le problème de hiérarchie est alors levé. Il reste toutefois des points de la théorie de Kaluza-Klein en désaccord avec le Modèle Standard. Ces désaccords ont conduit au développement de la théorie des cordes.

La théorie des supercordes et les extra-dimensions

La théorie des supercordes [18, 19] interprète l'interaction gravitationnelle de manière quantique et relativiste. Les particules ne sont plus décrites par des champs quantiques, mais par des cordes de très petite dimension (10^{-33} cm). Les différents modes de vibration des cordes décrivent les particules du Modèle Standard.

La théorie des supercordes permet entre autres d'éviter les problèmes de renormalisation et d'infini en introduisant des dimensions supplémentaires. L'espace-temps passe de 4 à 10 dimensions, les six nouvelles dimensions sont enroulées sur elle et sont de très petites tailles d'où leur non-observation. La supersymétrie est aussi comprise dans cette théorie afin de supprimer l'instabilité due à la particule tachyon présente dans la théorie des cordes.

Un des grands succès de la théorie des supercordes est de reproduire l'équation de Bekenstein et Hawking. Cette équation décrit l'entropie des trous noirs. En revanche, aucune observable de cette théorie n'est atteignable par les technologies actuelles.

Chapitre 2

La physique du quark top

Sommaire

2.1	Les propriétés du quark top	23
2.1.1	La charge électrique	24
2.1.2	La largeur de désintégration	24
2.1.3	La masse	24
2.2	La production et la désintégration des quarks top	25
2.2.1	Les modes de production	25
2.2.2	Les canaux de désintégrations	27
2.3	Les résonances $t\bar{t}$ et la nouvelle physique	29
2.3.1	Les modèles colorés	29
2.3.2	Les modèles de Kaluza-Klein	29
2.3.3	Les modèles chiraux	30

Le quark top est la particule élémentaire la plus massive du Modèle Standard. Il a une masse de l'ordre de l'échelle électrofaible qui laisse à penser qu'il joue un rôle important pour la physique au-delà du Modèle Standard.

2.1 Les propriétés du quark top

Le quark top est caractérisé par quatre paramètres fondamentaux : sa charge électrique, son spin, sa largeur de désintégration et sa masse. Les mesures expérimentales les plus récentes font état d'une masse de $172,9 \pm 1,5 \text{ GeV}.c^{-2}$, d'une limite supérieure sur la largeur de désintégration de $13,1 \text{ GeV}$. La charge prédite par le modèle standard est de $q = \frac{2}{3}$ mais aucune analyse ne l'a encore mesurée directement. Il en est de même de son spin dont la valeur prédite est $s = \frac{1}{2}$.

2.1.1 La charge électrique

Le quark top, du fait d'être le partenaire d'isospin du quark b, doit avoir une charge électrique de $2/3$. Actuellement, aucune expérience n'a pu mesurer directement cette charge. Les expériences du LEP pouvaient mesurer avec précision les charges électriques à l'aide du rapport suivant :

$$R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \simeq N_c \sum_q e_q^2 \quad (2.1)$$

Où N_c et e_q représentent respectivement le nombre quantique de couleurs ($SU(3)_c$) et la charge du quark q . Mais cette méthode n'a pas pu être appliquée pour le quark top puisque la production de paires $t\bar{t}$ était impossible vis-à-vis de l'énergie disponible dans le centre de masse des collisions.

Au Tevatron, l'énergie étant suffisante pour produire des paires $t\bar{t}$, les détecteurs DØ et CDF ont pu étudier la charge du quark top. Les hypothèses de charge supérieure à $2/3$ ont été exclues à 95% du niveau de confiance [20] réfutant ainsi les thèses de quarks exotiques. En revanche une mesure directe de la charge n'a pas encore été établie avec un niveau de confiance suffisant.

2.1.2 La largeur de désintégration

Le quark top possède une largeur de désintégration, prédite par le Modèle Standard, de 1 GeV . Cette valeur n'a pas encore été confirmée par les observations. Seule une limite sur la borne supérieure de l'intervalle de confiance à 95% de $13,1 \text{ GeV}$ a été établie par l'expérience CDF du Tevatron [21].

2.1.3 La masse

La masse du quark top a été mesurée avec précision par les expériences du Tevatron et récemment par les expériences CMS et ATLAS du LHC (cf. figure 2.1). La valeur reconnue mondialement est de : $m_{top} = 172,9 \pm 0,6(stat) \pm 0,9(syst) \text{ GeV}.c^{-2}$ [22] équivalente à celle d'un atome d'or ; elle est la plus élevée parmi les particules élémentaires découvertes. Cette masse élevée revêt une importance particulière vis-à-vis du secteur électrofaible. En effet, la masse du quark top est du même ordre de grandeur que l'énergie à laquelle est brisée la symétrie électrofaible ($m_t \simeq v/\sqrt{2}$). De plus, la masse du quark top est reliée, par l'intermédiaire du mécanisme de Higgs et des corrections radiatives, à la masse des bosons W,Z et Higgs :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 (1 - \sin^2\theta_W)} = 1 + \Delta r \quad (2.2)$$

A l'ordre dominant (LO), $\rho = 1$ et $\Delta r = 0$. Aux ordres suivant les corrections radiatives ne sont plus nulles, $\Delta r \neq 0$. A l'ordre un, les corrections

à une boucle impliquent la présence des masses du quark top et aux autres ordres celle du boson de Higgs :

$$\Delta r = \frac{3G_F}{8\pi^2\sqrt{2}}m_t^2 + \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2}m_W^2 \left[\frac{11}{3}\ln\left(\frac{m_H^2}{m_W^2}\right) + \dots \right] + \dots \quad (2.3)$$

Où G_F est la constante de Fermi associée à la constante de couplage de l'interaction faible.

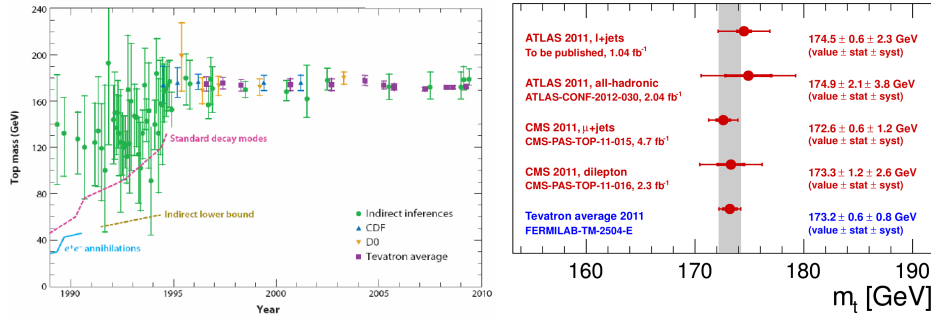


FIG. 2.1 – A gauche est représentée l'évolution de la masse du quark top en fonction du temps [23]. A droite sont représentées les dernières mesures officielles des expériences CMS, ATLAS et Tevatron sur la masse du quark top [24].

2.2 La production et la désintégration des quarks top

2.2.1 Les modes de production

Dans les collisionneurs, il existe deux principaux mécanismes de production de quarks top : la production de top célibataire par interaction faible et la production de paire de quarks top ($t\bar{t}$) par interaction forte. Les paires $t\bar{t}$ sont produites par fusion de gluons et par fusion de quarks. Au LHC la fusion de gluons est le canal le plus important, il représente environ 85%. La production par fusion de quarks représente seulement 15%.

Production par interaction faible

Le quark top peut être produit par l'intermédiaire de l'interaction faible ; ce processus conduit à la présence d'un seul quark top dans l'état final (*single top*). Les trois canaux principaux sont représentés sur la figure 2.2. La voie

s conduit à un quark top et un anti-quark b dans l'état final. La voie tW conduit à un quark top et à un boson W dans l'état final. La voie t conduit à un quark top, à un anti-quark b et à un quark additionnel.

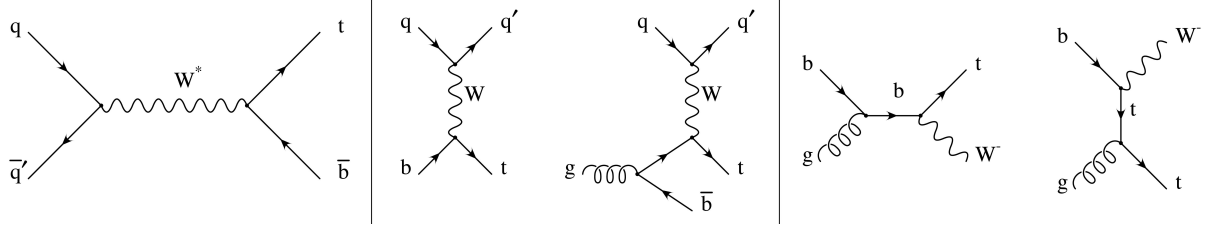


FIG. 2.2 – *Diagrammes de Feynman des canaux de production de quark top célibataire au LHC (production par interaction faible). Le diagramme de gauche représente la voie s , les diagrammes du centre la voie t et les diagrammes de droite la voie tW .*

Les sections efficaces de production des top célibataires au NLO sont résumées dans le tableau 2.1. Les voies s et t présentent des sections efficaces différentes dans le cas d'un top ou d'un anti-top pour des raisons de conservation de la charge.

sections efficaces (pb)	pp à 7 TeV	pp à 14 TeV
voie s (t)	4,6	6,1
voie s (\bar{t})	n/a	3,8
voie t (t)	64	150,0
voie t (\bar{t})	n/a	88,5
voie tW (t)	15,6	32,1
voie tW (\bar{t})	n/a	32,1

TAB. 2.1 – *Tableau récapitulatif des sections efficaces (NLO) de production des top célibataires à 7 et 14 TeV .*

Production par interaction forte

La production de paires $t\bar{t}$ est plus probable que la production de top célibataire au LHC. Il existe deux possibilités de production : par fusion de gluons (85% des cas) ou par fusion d'un quark et un anti-quark (15% des cas). La différence de probabilité entre ces deux canaux est due à l'énergie disponible dans le centre de masse des collisions au LHC. A de telles énergies, ce sont les fermions et bosons de la mer de Fermi qui interagissent. Or, les gluons sont les particules les plus présentes dans cette mer. Les dia-

grammes de feynman au premier ordre du développement perturbatif (LO) sont présentés sur la figure 2.3.

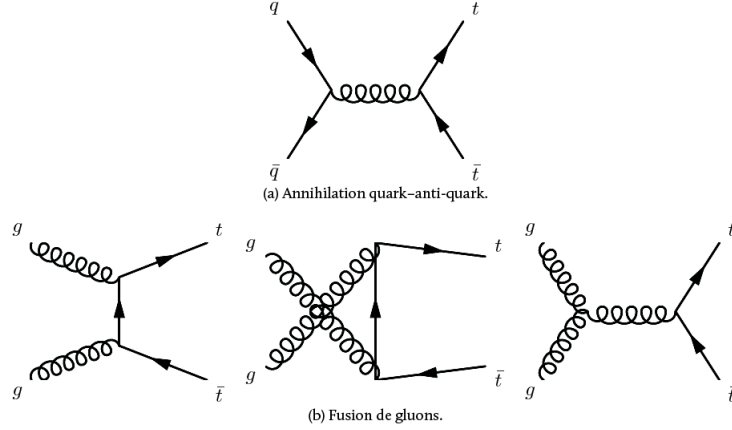


FIG. 2.3 – Diagrammes de Feynman des canaux de production de paire de quark top anti-top au LHC (production par interaction forte).

Pour obtenir la section efficace d'un processus à partir de la collision des protons, il faut factoriser les sections efficaces partoniques ($\hat{\sigma}$) par les densités partoniques (f^p). La section efficace de production de paire de quarks top est décrite par l'équation :

$$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) = \sum_{i,j} \int_0^1 \int_0^1 f_i^p(x_i) f_j^p(x_j) \hat{\sigma}(ij \rightarrow t\bar{t}) dx_1 dx_2 \quad (2.4)$$

$\hat{\sigma}(ij \rightarrow t\bar{t})$ est la section efficace de production $t\bar{t}$ issus de l'interaction entre les partons i et j . $f_i^p(x_i)$ est la densité de probabilité des partons de type i au sein d'un proton. Ces densités de probabilité sont déterminées expérimentalement puis extrapolées théoriquement (cf. figure 2.4 dans le cas de CTEQ6).

La partie IV de cette thèse étudie en particulier le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. Dans cette optique, la discussion présentera seulement les quarks top issus de telles paires, en particulier leur désintégration.

2.2.2 Les canaux de désintégrations

Le quark top présente un temps de vie de l'ordre de 10^{-25} s. Ce temps est 10 fois plus court que le temps caractéristique d'hadronisation ($\sim 10^{-24}$ s). Le quark top a donc la particularité de se désintégrer avant même de s'hadroniser. Il se désintègre par interaction faible et dans 99% des cas en un boson

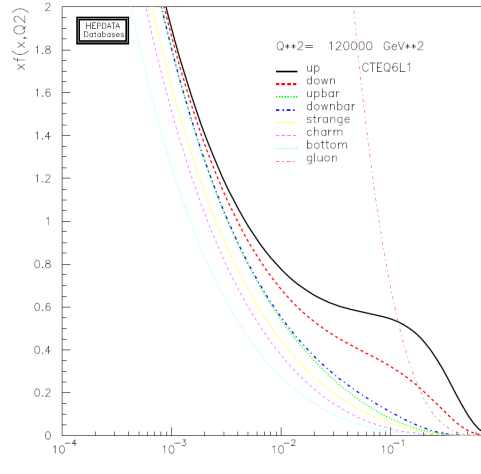


FIG. 2.4 – *Distribution des densités partoniques CTEQ6 au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$ en fonction de la fraction d'énergie emportée par la collision dure.*

W réel et un quark b. Cette désintégration est possible grâce à la masse importante du quark top qui est supérieure à la masse du boson W et du quark b. Le rapport d'embranchement est :

$$BR(t \rightarrow W^+ b) = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} > 0,998 \quad (2.5)$$

Où les paramètres de la matrice CKM valent :

$$|V_{td}| \in [0,004; 0,1014] \quad (2.6)$$

$$|V_{ts}| \in [0,037; 0,044] \quad (2.7)$$

$$|V_{tb}| \in [0,9990; 0,9993] \quad (2.8)$$

Le boson W présente deux canaux de désintégration : un canal leptonique ($W \rightarrow l\nu_l$ où $l = e, \mu, \tau$) et un canal hadronique ($W \rightarrow q\bar{q}'$). La désintégration hadronique peut produire uniquement des quarks de la première (u,d) et deuxième (c,s) génération. La production de quark de la troisième génération est cinématiquement impossible. Le canal leptonique présente trois états finaux, un pour chaque saveur de lepton. Du fait de la charge de couleur, le canal hadronique présente six états finaux. Etant donné l'universalité du couplage du W aux fermions, le rapport d'embranchement avec chacun de ces états finaux est de 1/9 à l'arbre.

Les possibilités de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ sont alors :

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b q'' \bar{q}''' \bar{b} \quad (2.9)$$

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b l \bar{\nu}_l \bar{b} \text{ ou } \bar{q} q' \bar{b} l \nu_l b \quad (2.10)$$

$$t\bar{t} \rightarrow W^+ b W^- \bar{b} \rightarrow \bar{l} \nu_l b l' \bar{\nu}_l \bar{b} \quad (2.11)$$

Ces trois états finaux sont respectivement appelés désintégration hadronique (46,2%), désintégration semi-leptonique (43,5%) et désintégration leptonique (10,3%).

2.3 Les résonances $t\bar{t}$ et la nouvelle physique

De nombreux modèles présentant de nouvelles particules énergiques prédisent des extensions au Modèle Standard. Dans le cas de modèle leptophobique, ces nouvelles particules ont tendance à se désintégrer en quarks et plus particulièrement en paires de quarks top du fait de leur masse suffisamment importante.

Expérimentalement, ces modèles peuvent être testés en recherchant des résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. La partie IV de cette thèse présente les derniers résultats sur la recherche de résonances dans le spectre $t\bar{t}$. Cette partie IV de la thèse ne traite pas d'une théorie en particulier, elle est indépendante des modèles théoriques.

Quelques modèles théoriques sont toutefois présentés ici.

2.3.1 Les modèles colorés

La combinaison des modèles technicolor et topcouleur [25, 26, 27], appelé *Topcolor assisted Technicolor* (TC2), décrit simultanément la brisure de la symétrie électrofaible et la masse élevée du quark top. Dans cette théorie, des bosons de jauge massifs colorés de spin 1, appelés colorons [28], et un Z' sont prédits. Le Z' aurait la particularité de se coupler faiblement avec les quarks de la première génération et les leptons, un peu plus avec les quarks de la deuxième génération et fortement avec les quarks de la troisième génération. Ces différences de couplage expliqueraient les différences de masse entre fermions (solution au problème de hiérarchie). Ces particules peuvent se désintégrer en paire de quarks top anti-top ($t\bar{t}$) de façon résonante. Ainsi des résonances peuvent être observées dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ au LHC.

2.3.2 Les modèles de Kaluza-Klein

Une autre solution au problème de hiérarchie du Modèle Standard est l'ajout de nouvelles particules à l'échelle du TeV . Les scénarios de type

Randall-Sundrum [29, 30] ou de type ADD à extra-dimensions [31, 32] proposent de telles particules : les gluons de Kaluza-Klein (KK-gluons). Ces particules sont les partenaires, à un niveau d'énergie supérieure, des gluons du Modèle Standard. Ils possèdent une masse de l'ordre du TeV ($m_{KK-gluons} \lesssim 4 \text{ TeV}$). De telles particules présentent la particularité de se désintégrer préférentiellement en paires de quarks top. Au LHC, il est estimé que 100 fb^{-1} de données pourront suffire à la découverte des KK-gluons.

2.3.3 Les modèles chiraux

Des modèles tentent de symétriser l'interaction de couleur vis-à-vis de la chiralité : $SU(3)_L \otimes SU(3)_R \Rightarrow SU(3)_C$ [33]. Ils impliquent la présence d'octets de couleurs bosonique, les axigluons. De telles particules ont la même signature expérimentale dans les détecteurs que les désintégrations $t\bar{t}$. Ainsi, les axigluons peuvent être observés comme des résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ (cf. figure 2.5).

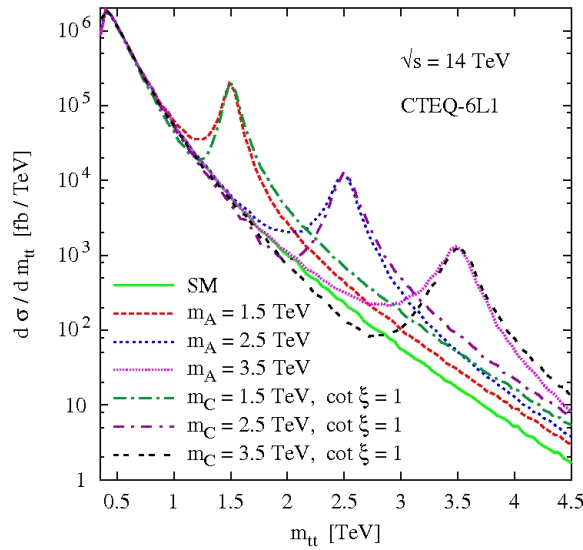


FIG. 2.5 – *Distribution du spectre de masse invariante $t\bar{t}$ et des résonances axigluons attendues au LHC pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.*

Deuxième partie

Les expériences LHC et CMS

Chapitre 3

Le Large Hadron Collider : LHC

Sommaire

3.1	La chaîne d'accélération	34
3.2	Les faisceaux	35
3.2.1	Le système d'accélération	35
3.2.2	Le système de guidage	36
3.3	Les collisions	36
3.3.1	La luminosité	38

Le Large Hadron Collider est le collisionneur de particules le plus puissant au monde. Il se situe au CERN dans le tunnel de 26,7 *km* où était précédemment installé le LEP. Ce tunnel est constitué de huit sections droites et de huit sections courbes à une profondeur moyenne de 100 *m*. Quatre sections droites sont utilisées pour les collisions et les quatre autres sections permettent d'accélérer, de contrôler les oscillations bêtatrons, de contrôler les effets d'instabilité longitudinale et d'éjecter les faisceaux de l'anneau. Les sections courbes sont constituées de dipôles magnétiques pour maintenir les faisceaux sur leurs trajectoires.

Le LHC est un accélérateur de particules bivalent. Il est capable d'accélérer des protons ou des ions de plomb. Dans le cas des protons, l'énergie dans le centre de masse est en 2011 de 7 TeV et atteindra sa valeur optimale de 14 TeV dans les prochaines années. Dans le cas des ions Pb, les faisceaux peuvent atteindre une énergie de 1,38 *TeV* par noyau, soit 2,76 *TeV* dans le centre de masse. Dans ce manuscrit, seuls les protons sont utilisés et présentés dans l'analyse de la partie IV.

Les quatre sections droites utilisées pour les collisions sont équipées de détecteurs de particules. Les détecteurs CMS et ATLAS sont installés aux points P1 et P5. Ils présentent des caractéristiques similaires et permettent d'étudier un vaste domaine des hautes énergies. En revanche, les détecteurs ALICE et LHC-b, situés respectivement aux points P2 et P8, ont des programmes de recherches plus précis. L'expérience LHC-b se focalise sur la

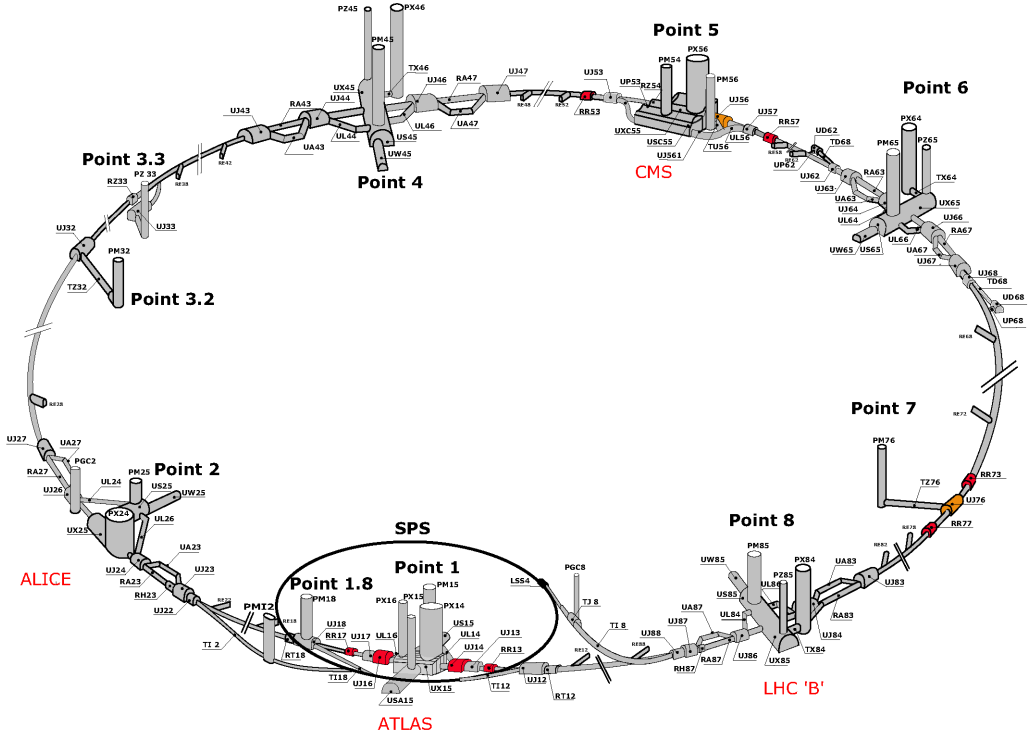


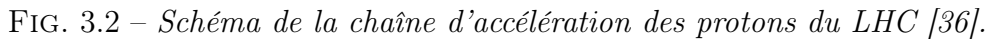
FIG. 3.1 – Schéma de la cavité du LHC [34].

brisure de la symétrie CP au travers de l'étude de la physique de la beauté. L'expérience ALICE recherche en particulier le plasma de quarks et de gluons (QGP) à l'aide des faisceaux de plomb.

Ce chapitre présente le LHC, de la chaîne d'accélération aux collisions des protons. Les informations présentées dans ce chapitre sont en grande partie extraites du rapport *LHC Machine* [35].

3.1 La chaîne d'accélération

La chaîne d'accélération est constituée de plusieurs niveaux (cf. figures 3.2). Les protons sont dans un premier temps accélérés à 50 MeV par l'accélérateur linéaire Linac 2. Ensuite, ils sont injectés dans le PSB (Proton Synchrotron Booster) et sont accélérés à 1,4 GeV. Une fois cette énergie atteinte, l'accélérateur PS (Proton Synchrotron) reçoit les protons pour les accélérer jusqu'à 25 GeV. Dans l'avant-dernière étape, avant l'anneau du LHC, les protons sont accélérés à 450 GeV par l'accélérateur SPS (Super PS). Les protons sortent du SPS via les lignes TI2 et TI8 et sont ensuite injectés dans l'anneau du LHC proche des points P2 et P8 du tunnel.



Les deux faisceaux de protons du LHC possèdent une énergie de 3,5 TeV . Ils sont constitués de 1303 paquets de $1,5 \cdot 10^{11}$ protons. Les paquets sont, en 2011, espacés de 50 ns . La valeur nominale prévue est de 25 ns mais pour des raisons d'empilement d'évènements au sein d'une collision, entre plusieurs collisions et pour des problèmes de bruits des faisceaux, la valeur de 50 ns est préférée.

3.2.1 Le système d'accélération

L'accélération des paquets de protons, dans la section droite numéro quatre (P4), est assurée par des cavités radio-fréquences (RF) [37]. Elles fournissent, pour chacun des faisceaux, un champ électrique accélérateur de

16 MV.m^{-1} oscillant à une fréquence de $400,8 \text{ MHz}$. La distance, dans le plan transverse, entre les deux faisceaux est augmentée du fait de la taille des cavités résonnantes. Elle passe de 194 à 420 mm .

3.2.2 Le système de guidage

Le système de guidage agit sur deux aspects des faisceaux : leurs directions et leurs formes. La direction des faisceaux est contrôlée par des aimants dipolaires et la forme des faisceaux est contrôlée par des aimants quadripolaires.

1232 dipôles magnétiques (cf. figure 3.3), de niobium-titane et d'une longueur de $14,3 \text{ m}$, sont répartis sur les huit sections courbes de l'anneau (soit 66% du LHC). Ils fournissent un champ magnétique de $4,5 \text{ T}$ à l'aide d'aimants supraconducteurs refroidis à $1,9 \text{ K}$ par de l'hélium liquide. Un tel champ magnétique permet de courber les faisceaux de $3,5 \text{ TeV}$ et donc de contrôler leur direction.

392 quadripôles magnétiques supraconducteurs, de 5 à 6 m de long, sont aussi présents. Ils permettent de contrôler la divergence des faisceaux tout au long de leur parcours et de focaliser les faisceaux aux quatre points d'interactions.

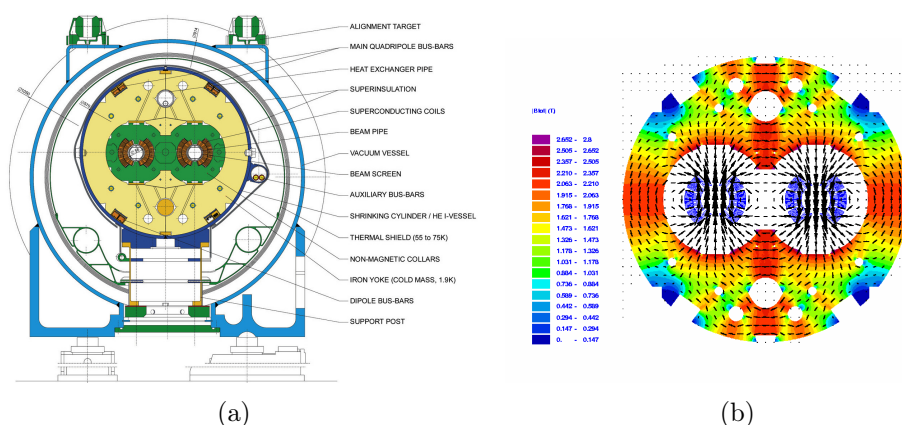


FIG. 3.3 – Schémas d'une section transverse d'un dipôle du LHC (a) et de la répartition de son champ magnétique (b) [35].

3.3 Les collisions

Les faisceaux de protons collisionnent au milieu des quatre sections droites du tunnel, P5, P1, P2 et P8 (respectivement pour CMS, ATLAS, ALICE et LHC-b), à une fréquence de 20 MHz . Un angle de collision des faisceaux de

Paramètres	actuel (2011)	nominal
Energie par faisceaux (TeV)	3,5	7
Nombre de paquets par faisceaux	1303	2808
Ecart entre paquets (ns)	50	25
Nombre de protons par paquets	$1,5 \cdot 10^{11}$	
Fréquence de révolution d'un paquet (kHz)	11,246	
Etalement longitudinal d'un paquet (cm)	5,83	5,3
Etalement transversal (μm)	45	15
Emittance transversale ($\mu m.rad$)	3,5	3,75

TAB. 3.1 – *Tableau récapitulatif des paramètres des faisceaux de protons du LHC.*

$120 \mu rad$ est appliqué afin de permettre la circulation des faisceaux après leurs collisions (cf. figure 3.4). Au point P5 l'angle est dans le plan horizontal et au point P1 il est dans le plan vertical.

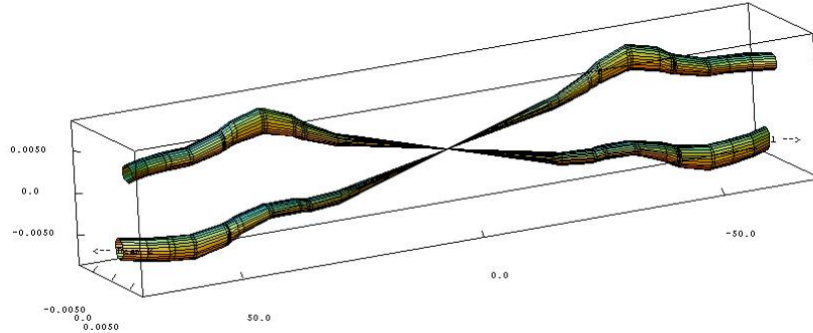


FIG. 3.4 – *Simulation d'une collision de deux faisceaux de protons dans la caverne P1 [38].*

La convergence des faisceaux aux points de collision est effectuée par des triplets de quadripôles. β^* est le paramètre utilisé pour caractériser le pouvoir de convergence des quadripôles. Il correspond à la distance entre le point d'interaction des faisceaux et le point où la section transversale des faisceaux est deux fois plus importante. Fin 2011, le β^* atteint est de $1,0 m$. L'énergie de collision dans le centre de masse, accessible pour les faisceaux de protons, est de $7 TeV$ (en 2011).

Dans l'expérience CMS, l'empilement moyen, correspondant au nombre d'interactions dures par collision de paquets, et résultant des caractéristiques présentées précédemment, est de vingt événements par collision. Ce grand nombre d'événements par collision est une contrainte clé pour les détecteurs du LHC, puisqu'il engendre des taux d'occupations des détecteurs et

des bande-passantes des données importantes. La lecture des données par les systèmes d'acquisition des détecteurs est en partie optimisée vis-à-vis de l'empilement. Les algorithmes de reconstruction des particules sont aussi dépendants de cet empilement.

Paramètres	actuel (2011)	nominal
angle de croisement des faisceaux (μrad)	120	300
β^* (m)	1,0	0,55
Luminosité instantanée max. ($cm^{-2}.s^{-1}$)	$3,6.10^{33}$	$1,0.10^{34}$
Luminosité intégrée ($fb^{-1}.an^{-1}$)	5,725	100
Empilement moyen (Nb d'évènements)	20	19

TAB. 3.2 – *Tableau récapitulatif des paramètres de collisions.*

3.3.1 La luminosité

Instantanée

La luminosité instantanée [39] est le rapport entre le nombre d'évènements observés pendant un temps t et la section efficace totale d'interaction : $\mathcal{L} = \frac{\dot{N}}{\sigma_{tot}}$. Elle définit le pouvoir d'observation des évènements rares accessibles par les faisceaux du LHC.

La luminosité instantanée est égale au produit du nombre de protons, du nombre de paquets de protons et de la fréquence de révolution des paquets rapporté à la surface de collision des faisceaux (cf. équation 3.1). Elle s'exprime par surface et par unité de temps ($cm^{-2}.s^{-1}$).

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 k_p f_c}{2\pi \sqrt{(\sigma_{1x}^2 + \sigma_{2x}^2)(\sigma_{1y}^2 + \sigma_{2y}^2)}} \quad (3.1)$$

Où N_i est le nombre de protons par paquet du faisceau i , k_p le nombre de paquets, f_c la fréquence de révolution d'un paquet et $(\sigma_{ix}, \sigma_{iy})$ l'étalement du faisceau i suivant les axes x et y du plan transverse de la collision.

Le nombre de protons par paquets, le nombre de paquets et la fréquence de révolution des paquets sont connus. En revanche, les sections transverses des faisceaux ne le sont pas. Elles sont déterminées par la méthode de *Van Der Meer* [40] ou la méthode de *beam gas interaction* [41].

La méthode *Van Der Meer* est utilisée pour les expériences CMS et ATLAS. Elle est fondée sur l'observation de la distribution du nombre de collisions élastiques très en avant en fonction du déplacement relatif des faisceaux dans le plan transverse. La section transverse des faisceaux au point de collision $(\sigma_{ix}, \sigma_{iy})$ qui est déduite de cette distribution permet de calculer la

luminosité. Dans le cas de l'expérience CMS, la luminosité est mesurée avec le détecteur TOTEM [42], le détecteur calorimétrique sur l'avant (HF) et le détecteur à pixels (cf. chapitre 4). Dans le cas de l'expérience ATLAS, la luminosité est mesurée avec le système ALFA [43].

La méthode *beam gas interaction* est utilisée pour l'expérience LHC-b en raison des performances de son détecteur de vertex (le VeLo). Cette méthode déduit la section transverse des faisceaux par l'intermédiaire des interactions entre les faisceaux et les résidus gazeux du tube à vide. Les particules issues de ces interactions sont peu divergentes par rapport aux faisceaux et sont détectables par les détecteurs à pixels.

Intégrée

La luminosité intégrée L sur une période T est calculée par deux techniques : une directe et une indirecte. La technique directe calcule la luminosité intégrée en sommant au cours du temps la luminosité instantanée (cf. équation 3.2).

$$L = \int_0^T \mathcal{L}(t) dt \quad (3.2)$$

La technique indirecte calcule la luminosité intégrée en déterminant le nombre d'évènements de processus électrofaibles connus, comme la désintégration du boson Z en dilepton ou la désintégration du boson W en lepton neutrino (cf. équation 3.3).

$$\sigma_{connue} = \frac{N_{sig+bdf}^{exp} - N_{bdf}^{exp}}{\epsilon \times L} \quad (3.3)$$

Où, N est un nombre d'évènements et ϵ est l'efficacité de la sélection des évènements.

Résultats

La figure 3.3.1 présente les mesures de la luminosité instantanée (a) et intégrée (b) en fonction du temps pour les quatre expériences CMS, ATLAS, ALICE et LHC-b enregistrées durant l'année 2011.

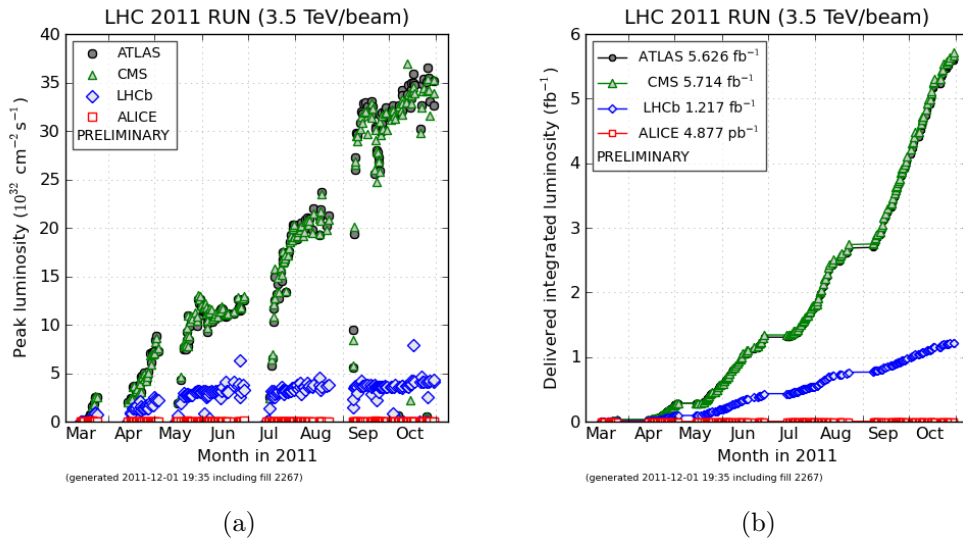


FIG. 3.5 – *Distribution de la luminosité instantanée (a) et intégrée (b), pour les quatre expériences principales du LHC, en fonction du temps [44].*

Chapitre 4

Le détecteur Compact Muon Solenoid : CMS

Sommaire

4.1	L'architecture du détecteur	42
4.1.1	Le trajectographe	45
4.1.2	Le calorimètre électromagnétique	48
4.1.3	Le calorimètre hadronique	50
4.1.4	L'électroaimant supraconducteur	52
4.1.5	Le spectrographe à muons	53
4.2	Le déclenchement de CMS pour la prise de données	55
4.2.1	Le niveau électronique	56
4.2.2	Le niveau informatique	57
4.3	La reconstruction des particules	58
4.3.1	Les leptons	58
4.3.2	Les jets	62
4.3.3	L'énergie transverse manquante	67
4.3.4	L'algorithme de flux de particules	68
4.4	Conclusion	69

Le détecteur CMS est l'un des deux détecteurs multifonctionnels du LHC. Il a été conçu et construit, comme le détecteur ATLAS, pour étudier la physique à l'échelle du TeV. Le programme étudié englobe entre autres des mesures de précision du Modèle Standard, le boson de Higgs, la physique du quark top et les théories au delà du Modèle Standard.

L'origine du nom CMS provient de :

- **Compact** : il mesure 21,5 mètres de long et 15 mètres de diamètre pour un poids de 12500 tonnes. Il est moins volumineux que le détecteur ATLAS pour un poids quasi deux fois supérieur.

- **Muon** : l'architecture du détecteur a été développée plus particulièrement pour observer les muons avec une grande efficacité de détection et une très bonne résolution.
- **Solenoid** : le détecteur est construit autour d'un électro-aimant supraconducteur cylindrique suffisamment grand pour contenir le trajectographe et les calorimètres.

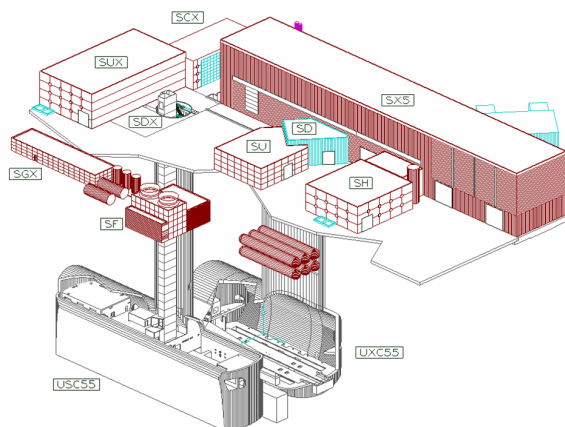


FIG. 4.1 – Vue du site de l'expérience CMS, point P5 à Cessy [45].

4.1 L'architecture du détecteur

Le détecteur CMS (cf. figure 4.2) est construit, comme la plupart des détecteurs de physique des particules, avec un tonneau central fermé par deux bouchons. Une telle architecture permet une couverture à quasi- 4π stéradian de l'angle solide. Le tonneau, partie centrale du détecteur, possède une superposition cylindrique de couches de détection parallèles à l'axe des faisceaux. Les bouchons sont constitués de disques perpendiculaires aux faisceaux.

Le détecteur CMS possède comme pièce maîtresse un solénoïde supraconducteur. Il fournit un champ magnétique de quatre Teslas, à l'intérieur du solénoïde, permettant de courber les particules chargées et d'obtenir ainsi une très bonne résolution à haute énergie. Son rayon de trois mètres permet de contenir un détecteur de vertex, un détecteur de traces, un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique. Cette stratégie architecturale optimise la quantité de matière traversée par les particules. L'impulsion et l'énergie des particules sont mesurées avant même de traverser la structure du solénoïde dans laquelle une partie de cette information peut être perdue. Seuls les muons et les neutrinos, possédant de faibles sections efficaces d'interaction, ne sont pas stoppés dans les calorimètres. Cette caractéristique des

muons et la volonté de les identifier avec une grande précision sont les raisons du positionnement d'un spectromètre à muons à l'extérieur du solénoïde. Ce spectromètre se compose de plusieurs étages de chambres à muons intercalées dans le système de retour de champ. Un deuxième calorimètre hadronique est aussi positionné à l'extérieur du solénoïde pour contrôler et mesurer l'énergie des particules n'ayant pas été stoppées auparavant. Toutes les composantes du détecteur sont visibles sur la figure 4.2 et vont être détaillées par la suite.

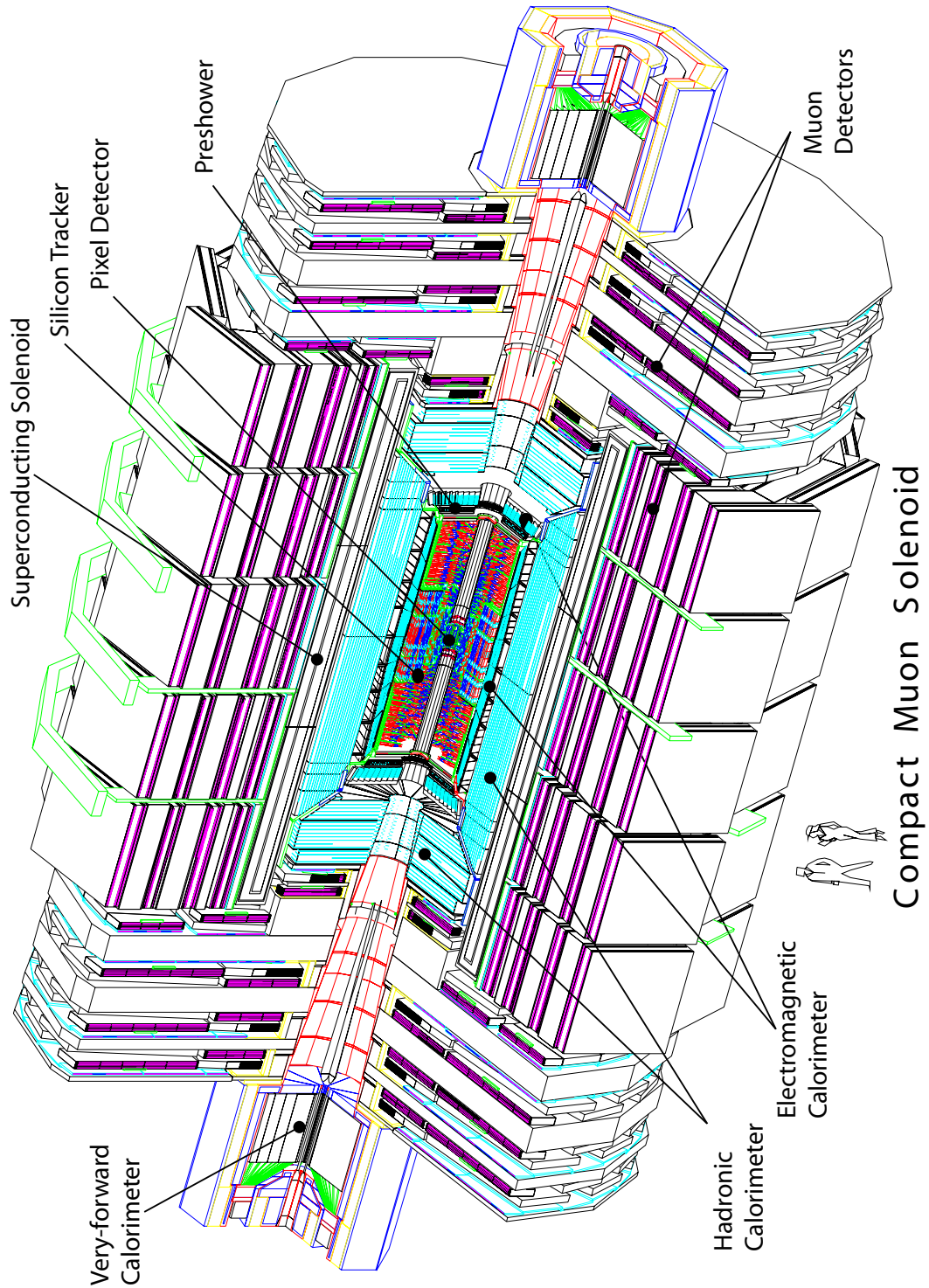


FIG. 4.2 – Vue éclatée des sous structures du détecteur CMS [46].

Le système de coordonnées de CMS (cf. schéma de la figure 4.3) a pour origine le centre du détecteur. L'axe x est dans le plan horizontal et pointe vers le centre de l'anneau, l'axe y dans le plan vertical et l'axe z est coaxial aux faisceaux. Le plan (x,y) est donc perpendiculaire à l'axe des faisceaux. L'angle azimutal ϕ est mesuré dans le plan (x,y) à partir de l'axe x . L'angle polaire θ est mesuré depuis l'axe des z dans le plan (z,y) .

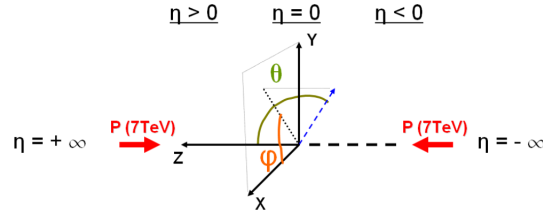


FIG. 4.3 – Schéma du système de coordonnées de CMS.

La pseudo-rapacité η est plus souvent utilisée que l'angle polaire θ . En effet, cet angle est invariant sous une transformation de Lorentz. Il est défini par : $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$. Il est à noter que η est un paramètre non borné, il tend vers $\pm\infty$ en s'approchant de l'axe z .

4.1.1 Le trajectographe

Le trajectographe est le détecteur le plus interne, c'est-à-dire le plus proche du point d'interaction. Il permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées (cf. figure 4.4). La courbure de ces traces permet de calculer l'impulsion des particules. En effet, une charge q se déplaçant dans un champ magnétique (d'intensité B) subit la force de Lorentz. Cette dernière impose un mouvement, donc une trajectoire, hélicoïdale aux particules. La projection d'une telle trajectoire dans le plan transverse du trajectographe représente une spirale dans le cas des basses énergies et un arc de cercle dans le cas des hautes énergies. La courbure R_C est directement proportionnelle à l'impulsion transverse de la particule : $p_t = qBR_C$.

La reconstruction des traces demande une très bonne résolution sur leur position d'origine, le germe. Dans ce but, le détecteur de traces est subdivisé en deux parties : le détecteur à pixels et le détecteur à pistes. Chacun d'eux utilise une technologie au silicium.

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé d'un tonneau et de deux bouchons (cf. figure 4.5 (a)). Le tonneau est constitué de trois couches de détection distantes de 4.4, 7.3 et 10.2 cm de l'axe des faisceaux. Il mesure 53 cm de

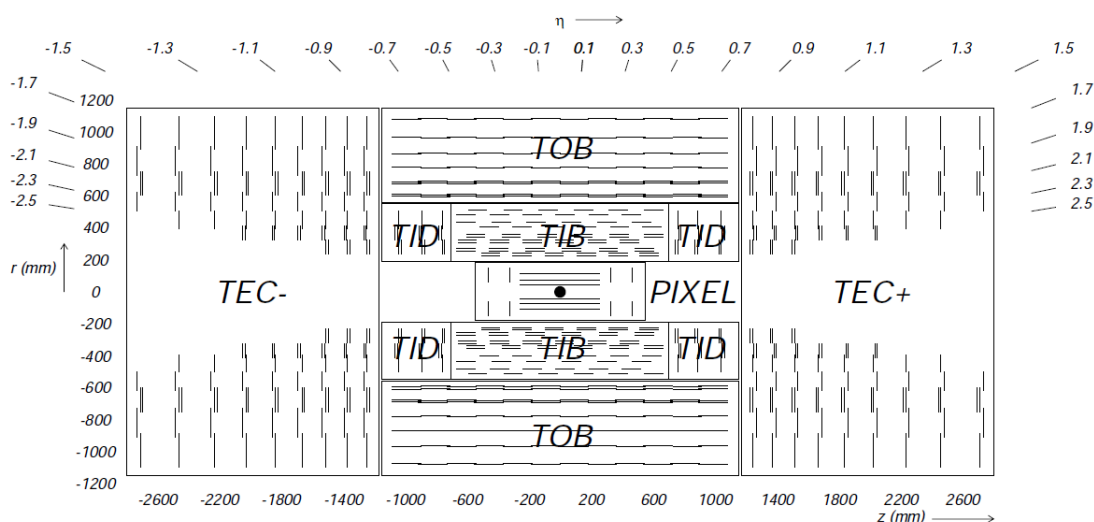


FIG. 4.4 – Coupe longitudinale du trajectographe de CMS [47].

long et couvre un angle $|\eta| \leq 1$. Les bouchons, constitués de deux plans perpendiculaires aux faisceaux et distants de $\pm 34,5$ et $\pm 46,5$ cm du centre du détecteur, permettent de couvrir un angle en $|\eta|$ compris entre 1 et 2,5. Au total, 65 millions de pixels d'une surface de $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ sont utilisés. Une telle granularité permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de $15 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et de $20 \mu\text{m}$ sur les mesures en z .

L'électronique de lecture de chaque pixel est directement intégrée sur celui-ci sous la forme d'une matrice permettant la lecture analogique de 4160 pixels (cf. figure 4.5 (b)).

Ce détecteur est utilisé pour répondre à trois exigences :

- Séparer spatialement le vertex primaire des vertex secondaires dus aux empilements d'événements lors d'une collision.
- Déterminer les germes des traces, constitués de trois impacts, pour les algorithmes de reconstruction des traces.
- Permettre l'étiquetage des jets issus de quark b en fournissant une mesure très précise de la position des impacts (des particules) les plus proches du point de collision.

Le détecteur à pistes

Autour du détecteur à pixels se trouve le trajectographe à micro-pistes. Il est subdivisé en quatre parties : le tonneau interne (TIB, "Tracker Inner Barrel"), le tonneau externe (TOB, "Tracker Outer Barrel"), les bouchons internes (TID, "Tracker Inner Disks") et les bouchons externes (TEC, "Tracker

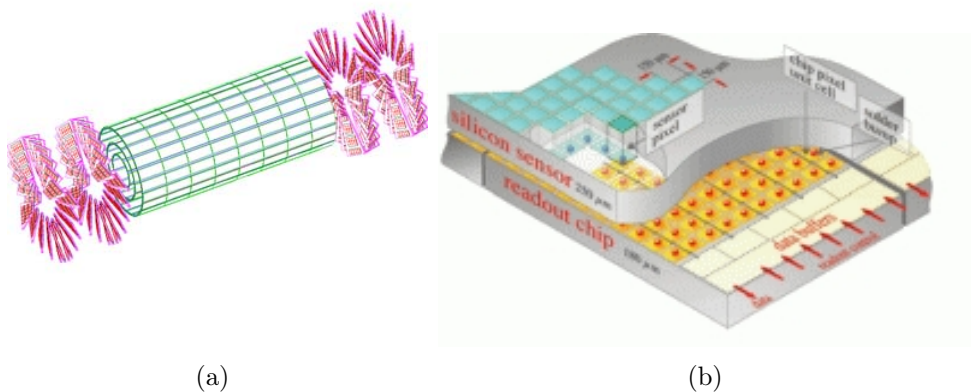


FIG. 4.5 – Vue en 3D du détecteur à pixels (a) et de l'électronique de lecture des modules.

End Cap").

- **Le tonneau interne** : il est composé de quatre couches cylindriques, de 140 cm de longueur ($|z| < 70\text{ cm}$) et de rayon variant entre 225 mm et 498 mm . Il comporte au total 2724 modules de détection. Les deux couches les plus internes sont constituées de modules stéréo possédant un pas inter-piste de $80\text{ }\mu\text{m}$. Ces modules présentent deux couches de silicium distantes de $500\text{ }\mu\text{m}$ et désaxées d'un angle de 100 mrad afin d'avoir une résolution de 23 à $34\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et de $230\text{ }\mu\text{m}$ sur l'axe des z . Les deux couches les plus externes accueillent des modules mono possédant une seule couche de silicium. Ces modules présentent des pistes parallèles aux faisceaux dont le pas entre elles est de $120\text{ }\mu\text{m}$.
- **Le tonneau externe** : il est positionné autour du TIB. Il comporte six couches cylindriques de détection, d'une longueur de 220 cm , et de rayons compris entre 50 et 120 cm . Les modules, au nombre de 5208, ont une épaisseur de $500\text{ }\mu\text{m}$ et un pas inter-piste variant entre 120 et $180\text{ }\mu\text{m}$. Les deux couches les plus internes possèdent des modules stéréo tandis que les quatre couches externes possèdent des modules mono. La résolution spatiale atteinte par le tonneau externe est de 32 et $52\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan transverse (x, y) et $530\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal.
- **Les disques internes** : ils sont composés de deux groupes répartis de chaque côté du TIB ($70 < |z| < 110\text{ cm}$). Chacun des groupes est constitué de trois disques perpendiculaires à l'axe des faisceaux. Au total le TID possède 816 modules de forme trapézoïdale dont les pistes pointent vers l'axe des faisceaux. Ces modules possèdent un pas inter-piste variant entre 80 et $140\text{ }\mu\text{m}$ et ont une épaisseur de $320\text{ }\mu\text{m}$. Ils sont répartis, sur les disques, en trois anneaux concentriques d'un rayon va-

riant entre 20 et 50 *cm*. Les deux anneaux les plus internes comportent des modules de type stéréo. Le couplage du tonneau et des disques internes permettent de couvrir une zone en $|\eta| \leq 2,5$.

- **Les disques externes** : ils sont composés de deux groupes de neuf disques répartis de chaque côté du trajectographe ($120 < |z| < 280$ *cm*). Les disques possèdent un rayon externe de 120 *cm* et un rayon interne variant avec la distance selon l'axe z . Le disque de chacun des deux bouchons étant le plus proche du point d'interaction, a un rayon interne de 20 *cm*. Les deux TEC (TEC+ et TEC-) sont composés de modules stéréo et mono dont l'épaisseurs est de 320 ou 500 μm . Leur pas inter-piste varie entre 100 et 180 μm . La couverture en pseudo-rapacité, comprise entre 0 et 2,5 ($|\eta| \leq 2,5$), est similaire à celle des disques internes (TID).

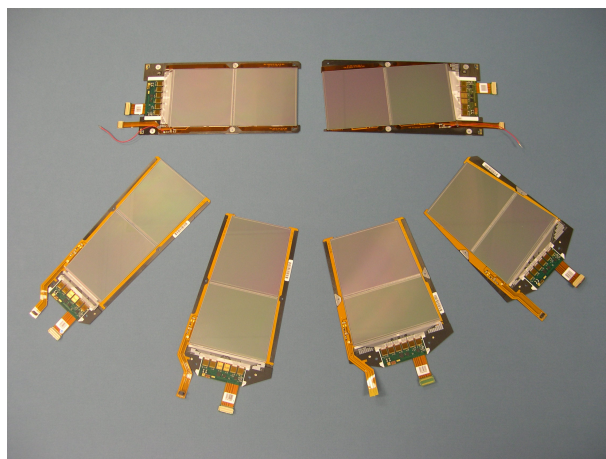


FIG. 4.6 – Photographie des différents types de modules du TOB et du TEC.

4.1.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (cf. figure 4.7) mesure l'énergie et la direction des particules interagissant par l'intermédiaire de la force électromagnétique. Ces particules sont les électrons et les photons. Il est constitué de 75848 cristaux de tungstate de plomb $PbWO_4$. Ce matériau scintillant a été choisi pour sa densité de 8,28 $g.cm^{-3}$, permettant une courte longueur de radiation ($X_0 = 0,89$ *cm*), et son faible rayon de molière ($R_m = 22$ *mm*) qui permet de contenir les gerbes électromagnétiques dans un cristal. Les cristaux sont répartis, comme pour le trajectographe, entre le tonneau et les bouchons. Sur les faces avant des bouchons, des détecteurs de pied de gerbes au silicium sont positionnés.

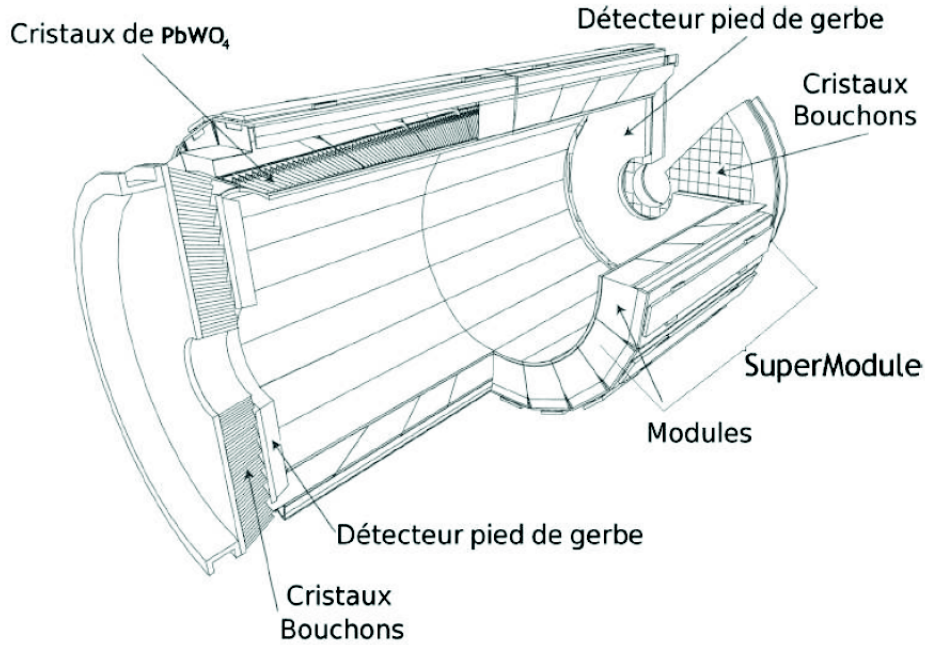


FIG. 4.7 – Schéma du calorimètre électromagnétique (ECAL), tonneau et bouchons.

Le tonneau (EB, "Electronic Barrel"), d'un rayon de 129 cm , couvre une zone en $|\eta|$ inférieure à $1,479$. Il est constitué de 36 super-modules. Un super-module mesure une demi-longueur du tonneau ($3,045\text{ m}$) et possède 1700 cristaux. Chacun des cristaux mesure 230 mm de long et présente une surface de $22 \times 22\text{ mm}^2$ orientée en direction du point d'interaction. Un léger angle est toutefois appliqué afin que les particules très énergiques ne passent pas entre plusieurs cristaux et ne soient pas détectées.

Les bouchons (EE, "Electronique End-cap") sont positionnés perpendiculairement aux faisceaux et à une distance de $|z| = 314\text{ cm}$ de chaque côté du tonneau. Ils permettent de prolonger la zone de détection jusqu'à une pseudo-rapacité de 3 ($|\eta| < 3$). Chacun des deux bouchons possède 7324 cristaux regroupés par matrice de 5×5 nommée super-cluster. Les cristaux ont une surface de détection de $28,6 \times 28,6\text{ mm}^2$ pour une longueur de 220 mm .

Les détecteurs de pied de gerbes sont positionnés devant la surface de détection des bouchons. Ils sont constitués de deux couches de détecteur à pistes intercalées par des couches d'absorbeur en plomb. Le pas inter-piste de ces détecteurs est de $1,9\text{ mm}$. Ils permettent d'améliorer la discrimination γ/π_0 en fournissant une mesure plus précise des germes de gerbes électromagnétiques. En effet, les π_0 se désintègrent, pour des raisons de cinématique,

dans 98% des cas en deux photons très boostés.

Le principal objectif de la collaboration CMS est d'affirmer ou d'infirmar l'existence du boson de Higgs. Les canaux de désintégration les plus prometteurs sont, dans la région des basses masses ($114 < m_H < 140 \text{ GeV}.c^{-2}$) : $H \rightarrow \gamma\gamma$ et dans la région des hautes masses : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Dans ces deux cas, les états finaux présentent des photons ou des électrons. Ces canaux présentent un bruit de fond important qui rend l'observation du pic de masse invariante $\gamma\gamma$ ou $4l$ difficile. Donc, seule une excellente résolution du calorimètre électromagnétique peut permettre l'observation du boson de Higgs.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_N}{E} \oplus c \quad (4.1)$$

La résolution relative de l'énergie, intrinsèque au calorimètre électromagnétique, est paramétrée par l'équation (4.1) qui comporte trois termes.

- Le terme stochastique (a) lié au nombre de photons créés dans les cristaux et enregistrés sur les photodétecteurs lors d'un dépôt d'énergie.
- Le terme de bruit de l'électronique (σ_N) et de l'empilement d'évènements.
- Le terme constant (c) lié à la qualité et la calibration des voies de scintillations.

D'après les tests sur faisceaux les paramètres valent 2,8 %, 0,12 et 0,3 % respectivement pour a , b et c [47].

4.1.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (cf. figure 4.8) est chargé de mesurer l'énergie et la direction des hadrons. Sa localisation dans le détecteur est contrainte par la taille de l'électro-aimant et par le calorimètre électromagnétique. Il a donc été nécessaire de maximiser la quantité d'absorbeurs, en fonction de la longueur de radiation, et de limiter la quantité de matériaux actifs. Pour cela, l'absorbeur est constitué de laiton, matériau non magnétique. Les senseurs, composés de fines tuiles de 3,7 mm de plastique scintillant, sont échantillonnés tous les 50 mm pour minimiser le volume de détection en faveur du volume d'absorbeur.

Le calorimètre hadronique possède aussi une très bonne herméticité afin de mesurer l'énergie transverse manquante (MET, "Missing Energy Transverse") avec une grande précision. Les neutrinos ou les signatures de nouvelle physique sont à l'origine de ce manque. Dans cette optique de grande herméticité, le calorimètre hadronique présente deux parties en avant situées à 11,2 m du point d'interaction et d'une largeur de 1,65 m.

Le calorimètre hadronique est donc subdivisé en quatre parties :

- **Le tonneau interne** (HB, "Hadron Barrel") couvre la région en pseudo-rapacité de $-1,3 < \eta < 1,3$. L'absorbeur consiste en l'empilement d'une première couche interne d'acier d'une épaisseur de 40 mm, suivie de huit couches de laiton d'une épaisseur de 50,5 mm et de six couches d'une épaisseur de 56,5 mm. La totalité de l'absorbeur est enrobée dans une couche d'acier de 75 mm épaisseur. L'épaisseur totale d'absorbeur à la verticale du point d'interaction possède 5,82 longueurs d'interaction (λ_I). Ce nombre de longueurs d'interaction augmente avec l'angle polaire θ comme $\frac{1}{\sin \theta}$ et à son maximum vaut $10,6 \lambda_I$. Le système de détection utilise 70000 tuiles de plastique scintillant (Kuraray SCSN81) dotées d'une importante stabilité sur le long terme. Le tonneau interne est relié au système d'acquisition des données par des fibres scintillantes vertes (Kuraray Y-11). Le HB est constitué de 2304 tours de détection d'une segmentation en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$.
- **Le tonneau externe** (HO, "Hadron Outer") couvre la région en pseudo-rapacité de $-1,26 < \eta < 1,26$. Il est placé à l'extérieur du solénoïde. Les calorimètres, électromagnétique et hadronique, du tonneau ne suffisent pas à contenir la totalité des gerbes hadroniques. Ainsi placé, le tonneau externe utilise le solénoïde comme absorbeur ($\lambda_I = \frac{1,4}{\sin \theta}$) pour permettre de mesurer l'énergie des gerbes déposées en dehors du HB. La granularité du HO est identique à celle du HB ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$).
- **Les bouchons proches** (HE, "Hadron End-cap") couvrent les régions en pseudo-rapacité de $1,3 < |\eta| < 3,0$ (soit 13,2% de l'angle solide). Les régions de recouvrement entre le HB et les HE, permettant le passage de tout ce qui est nécessaire au fonctionnement du trajectographe, présente un angle de 53° par rapport à l'axe z . Cet angle a été choisi pour ne pas pointer sur le centre du détecteur. En effet, cette région inter-calorimètre possède un volume important où les particules peuvent s'échapper. L'absorbeur et le système de détection sont construits identiquement à ceux du tonneau interne (HB). Seule la segmentation diffère; les deux bouchons proches sont subdivisés en deux zones de pseudo-rapacité, la plus interne ($|\eta| \geq 1,6$) où la granularité est : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,17 \times 0,17$ et la plus externe ($|\eta| < 1,6$) où la granularité est : $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0,087 \times 0,087$.
- **Les bouchons éloignés** (HF, "Hadron Forward") couvrent la région en pseudo-rapacité de $3,0 \leq |\eta| \leq 5,0$ [48]. Ils sont constitués d'un absorbeur en acier et d'un système de détection en fibre de quartz. Les signaux récoltés dans les fibres sont des émissions Čerenkov issues des particules chargées présentes dans les gerbes hadroniques [49].

Les performances du calorimètre hadronique ont été mesurées à l'aide de tests sur faisceaux et de données réelles [50]. La résolution relative en énergie s'exprime sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (4.2)$$

Où $a = 1$ est un terme stochastique lié au développement de la gerbe hadronique et $b = 0,05$ un terme lié aux imperfections du calorimètre (stabilité, température, etc).

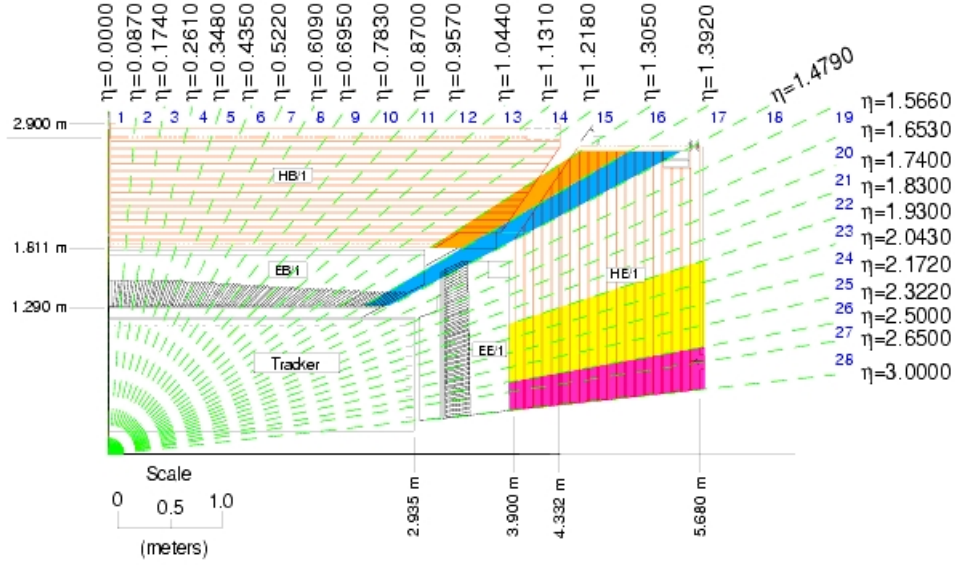


FIG. 4.8 – Coupe longitudinale du calorimètre hadronique (HCAL).

4.1.4 L'électroaimant supraconducteur

L'électroaimant supraconducteur est la pièce maîtresse de CMS (cf. figure 4.9). Il a été conçu pour maximiser la résolution sur l'impulsion transverse des traces, pour contenir le détecteur de traces et les calorimètres en son cœur et pour réduire les bruits de fond issus des particules de faible énergie. Le solénoïde mesure 6 m de diamètre et 12,5 m de long (cf. figures 4.9 (a) et (b)). Ces dimensions lui permettent de délivrer un champ magnétique uniforme et stable de 3,8 Teslas à l'intérieur du solénoïde et un champ magnétique décroissant à l'extérieur (cf. figure 4.9 (c)).

Le solénoïde est composé de cinq bobines contiguës, formées de 20 tresses dont chacune d'elle mesure 2,65 km de long. Les bobines sont en niobium-titane et sont refroidies par de l'hélium liquide à 1,8 K pour obtenir un régime supraconducteur. A plein régime, le solénoïde présente un courant de 19,14 kA et peut stocker une quantité d'énergie de l'ordre de 2,6 GJ.

L'électroaimant présente aussi, à l'extérieur du solénoïde, trois cylindres dans le tonneau et deux groupes de trois disques dans les bouchons. Ces parties massives sont en fer et permettent d'astreindre le champ magnétique dans le détecteur et de le rendre uniforme.

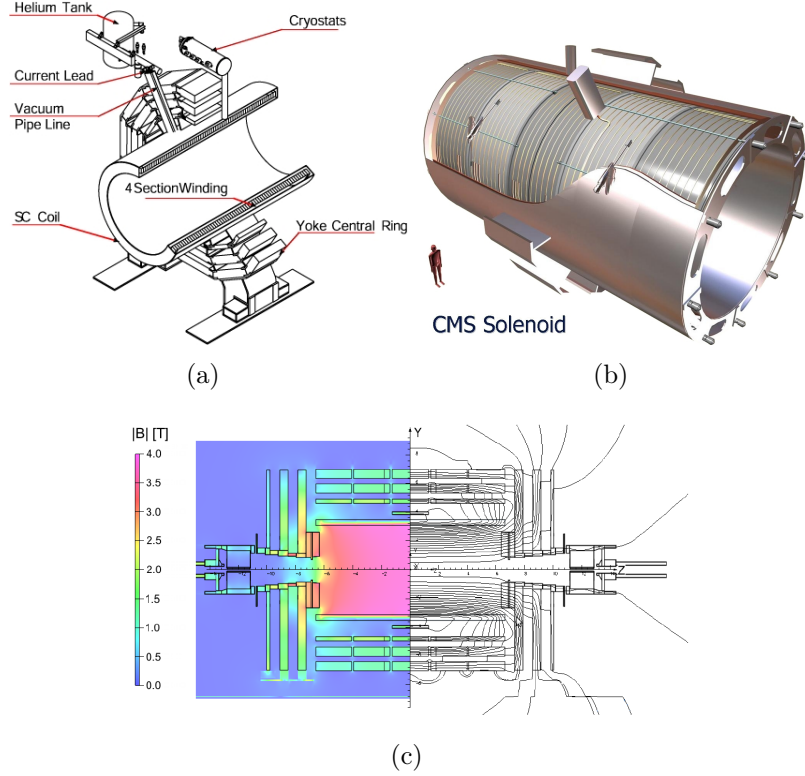


FIG. 4.9 – Schéma (a) et vue d'artiste (b) du solénoïde superconducteur. (c) carte longitudinale du champ magnétique.

4.1.5 Le spectrographe à muons

Le spectrographe à muons (cf. figure 4.10) est situé entre les culasses de retour de champ. Il permet d'identifier les muons et de mesurer leurs impulsions. Il sert aussi pour le système de déclenchement de bas niveau du détecteur. La couverture en pseudo-rapacité du tonneau s'étend jusqu'à $|\eta| = 1,3$ et pour les bouchons de $0,9 < |\eta| < 2,9$.

Le spectrographe à muons utilise trois types de détecteurs à gaz : les chambres à dérive (DT, "Drift Tube"), les chambres cathodiques à pistes (CSC, "Cathod Strip Chamber") et les chambres résistives (RPC, "Resistive Plate Chamber").

- **les chambres à dérives** sont présentes uniquement dans le tonneau où le champ magnétique est uniforme et le taux de radiation est bas.

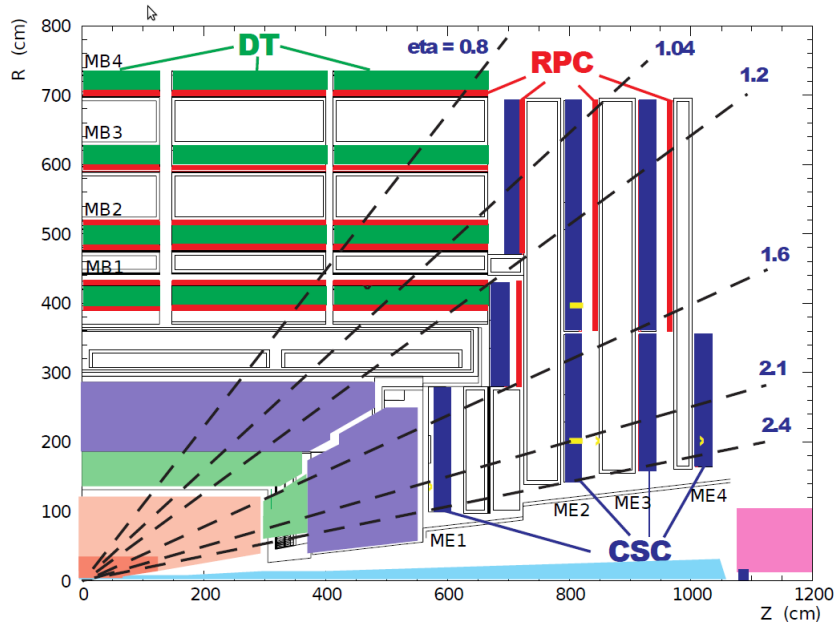


FIG. 4.10 – Schéma d'une coupe longitudinale du spectrographe à muons.

Elles sont réparties sur quatre couches et totalisent 250 modules. Deux dispositions de modules sont présentes : les modules dont les fils sont parallèles aux faisceaux et les modules dont les fils sont perpendiculaires aux faisceaux. Cette disposition permet d'obtenir les trois coordonnées (x,y,z) . Une chambre mesure de 2 à 4 m pour une section de $40 \times 13 \text{ mm}^2$ et possède une résolution spatiale de l'ordre de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Chacune d'elle est remplie de gaz ArCO_2 et d'anodes filaires. Les signaux issus de l'ionisation des charges sont récoltés par les anodes, en moins de 400 ns .

- **les chambres cathodiques à pistes** sont utilisées dans les bouchons où le champ magnétique est très intense et non uniforme. Trois disques, comportant 36 chambres trapézoïdales, sont présents des deux côtés du tonneau et sont intercalés avec les culasses de fer. Les CSC sont des chambres proportionnelles à multifils constituées de six couches de détection. Chaque couche présente une surface de cathode segmentée en pistes et un plan de fils perpendiculaires espacés de 3,21 ou 3,16 mm. Les pistes sont positionnées dans le plan transverse (x,y) et pointent vers l'axe des faisceaux. L'ionisation des chambres par les particules chargées se produit dans un mélange gazeux de $\text{Ar} - \text{CO}_2 - \text{CF}_4$ et induit une réponse électrique sur la cathode et sur l'anode. La résolution spatiale de ces détecteurs est de l'ordre de $200 \text{ }\mu\text{m}$.
- **les chambres résistives** sont utilisées conjointement dans le tonneau

et les bouchons. Elles ont une résolution temporelle très performante, inférieure à 2 ns , mais une résolution spatiale moins performante de l'ordre de $200\text{ }\mu\text{m}$. La réponse rapide en temps est la raison de leur utilisation pour le système de déclenchement de premier niveau. Les chambres sont constituées de deux plaques parallèles de résine (bakélite) dont la très grande résistivité varie entre 10^{10} et $10^{11}\text{ }\Omega.\text{cm}$. Ces deux plaques, distantes de 2 mm , délimitent la chambre d'ionisation qui est remplie d'un mélange gazeux ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, *Iso* – C_4H_{10} et SF_6). Les côtés externes des plaques résistives sont recouverts d'électrodes de graphite. Ces électrodes sont mises sous tension pour créer une zone de déplétion électrique dans la chambre. Le système de lecture du signal est composé de pistes prises en sandwich entre deux chambres d'ionisation. Ces pistes mesurent de 1 à 4 cm de large et de 30 à 130 cm de long,

4.2 Le déclenchement de CMS pour la prise de données

La luminosité nominale de $10^{34}\text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, prévue par le LHC, engendre des taux de collisions de 40 MHz . Les technologies actuellement disponibles permettent la gestion et le stockage de données à une fréquence maximale de 300 Hz [51]. La collaboration CMS a choisi de réduire le taux de données en deux étapes (cf. figure 4.11). Une première étape électronique (L1, "Level 1") est chargée de diminuer, en $3,2\text{ }\mu\text{s}$ et synchrone avec la fréquence de collisions, le taux d'événements à 100 kHz . La deuxième étape poursuit la réduction du taux de données à 300 Hz en utilisant un système informatique (HLT, "High Level Trigger").

Les critères de sélection de ce système de déclenchement sont directement reliés aux canaux de physique étudiés. Les événements présentant la désintégration d'un quark top en électrons ou muons, la désintégration d'un Higgs en deux photons ou quatre leptons, la désintégration de deux bosons lourds (ZZ, WZ, WW) ou encore la désintégration de Z' en top, possèdent comme observables caractéristiques : des leptons, des photons et des jets. Ces derniers sont recherchés par les algorithmes du système de déclenchement.

Le système de déclenchement doit :

- sélectionner les leptons et les jets jusqu'à une pseudo-rapacité de $|\eta| < 2,5$.
- être efficace à plus de 95% pour la sélection d'un lepton possédant une impulsion transverse de plus de $40\text{ GeV}.c^{-1}$ et d'une pseudo-rapacité maximum de 2,5.
- être efficace à plus de 95% pour la sélection de deux leptons dont les impulsions transverses sont supérieures à 15 et $20\text{ GeV}.c^{-1}$ pour une

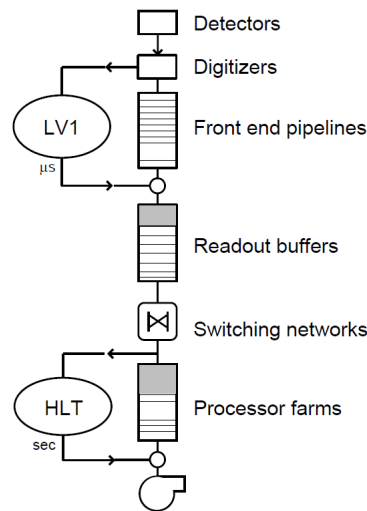


FIG. 4.11 – Schéma du système de déclenchement de CMS.

pseudo-rapidity maximale de 2,5.

- posséder les mêmes performances pour les évènements à un ou deux photons que pour les évènements leptoniques ou dileptoniques.
- être capable de sélectionner des évènements possédant une énergie transverse manquante de 100 GeV au minimum.

4.2.1 Le niveau électronique

Le premier niveau de déclenchement possède trois composantes : local, régional et global (cf. figure 4.12). La composante locale récupère les dépôts d'énergies des calorimètres et les segments de traces des chambres à muons (RPC, CSC et DT). Ces informations sont fournies à la composante régionale qui détermine et classe les objets physiques par famille comme les électrons ou les muons. Le classement de ces derniers permet de quantifier la probabilité d'erreur d'identification. Les composantes globales du calorimètre et des chambres à muons sont ensuite combinées pour déterminer si l'évènement est sélectionné. Dans le cas où l'évènement est à conserver, un signal est envoyé dans le détecteur pour récupérer toute l'information lui étant associée.

Cet algorithme est exécuté par des cartes électroniques situées dans la caverne USC55 contiguë à celle du détecteur, en raison du taux de radiation trop important dans la caverne principale (cf. figure 4.13). Les cartes ont $1\ \mu s$ pour déterminer si un évènement est bon ou pas. Les $2,2\ \mu s$ restantes servent à recevoir l'information du détecteur et à renvoyer un signal de validation. Le temps total de $3,2\ \mu s$ correspond au nombre maximum d'évènements stockables dans les mémoires tampons des modules de détection.

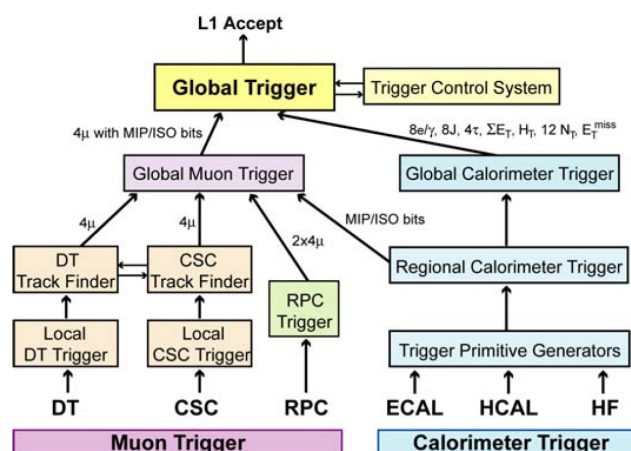


FIG. 4.12 – Schéma des composantes du système de déclenchement électro-nique.

Le détecteur de trace n'est pas utilisé par le niveau électronique du système de déclenchement. Il présente un taux d'information trop important qui en rend l'extraction et le traitement difficiles.

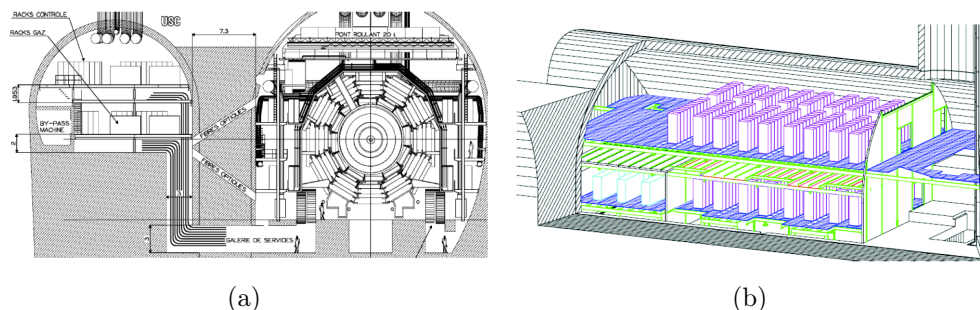


FIG. 4.13 – *Vue transversale des cavernes de l'expérience (a) et vue tridimensionnelle de la caverne où est installé le système électronique de déclenchement (b).*

4.2.2 Le niveau informatique

Le niveau informatique du système de déclenchement (HLT) reçoit les événements sélectionnés par le niveau électronique (L1). Il est chargé de diminuer le taux d'évènement de 100 kHz à 300 Hz . Ce niveau de déclenchement est subdivisé en trois parties : L2, L2.5 et L3. Le L2 utilise l'information des calorimètres et les chambres à muons. Il permet d'affiner les résultats du L1

grâce à une contrainte temporelle, de 200 ms , moins stricte que les 3,5 μs du L1. Le L2.5 utilise les informations du détecteur à pixels en plus de celle des calorimètres et des chambres à muons. Enfin, le L3 utilise l'information complète du trajectographe pour fournir une reconstruction des traces plus précise.

Les trois sous-parties permettent de reconstruire les objets physiques : électrons-photons, muons, jets-neutrinos et taus. Dans un deuxième temps, les événements sont sélectionnés et classés dans des familles. Les familles correspondent à des lots d'événements comportant des signatures de physiques similaires comme la présence d'un électron ou bien la présence de plusieurs jets. Ces lots d'événements servent de base pour les analyses.

Les reconstructions des objets physiques sont néanmoins partielles. Le taux d'événements de 100 kHz à traiter en 200 ms oblige l'optimisation de la consommation des CPU de la ferme de calcul. Cette optimisation n'est possible qu'en minimisant les algorithmes de reconstruction. Dans cette optique, la reconstruction débute à partir des données du L1 et est extrapolée au trajectographe. Cette méthode permet d'économiser une grande quantité de CPU mais impose que seuls les objets détectés par le L1 soient reconstruits. Le HLT est toutefois suffisamment flexible pour faire évoluer les algorithmes de reconstruction avec l'arrivée de nouvelles technologies.

4.3 La reconstruction des particules

La reconstruction complète et précise des leptons, des photons, des jets et de l'énergie transverse manquante fait suite au système de déclenchement. Les objets physiques ainsi reconstruits permettent d'étudier la physique des particules. L'analyse présentée dans la partie IV ne nécessite pas de photons, donc leur reconstruction n'est pas présentée dans cette section.

4.3.1 Les leptons

Les muons et les électrons sont reconstruits par les algorithmes de la ferme de calcul du CERN. Le temps de vie des muons et des électrons est suffisamment long pour qu'ils soient directement observables dans le détecteur et qu'ils soient reconstruits. En revanche, le lepton tau possède un temps de vie très court ($\tau = (290,6 \pm 1,0) \times 10^{-15} s$ et $c\tau = 87,11 \mu m$). Il s'hadronise dans 85% des cas et forme un jet avant même de rencontrer le détecteur.

Les muons

La reconstruction des traces des muons utilise tous les sous-détecteurs, des chambres à muons au trajectographe. Elle est scindée en deux étapes :

l'étape locale à un sous-détecteur et l'étape globale qui combine les informations locales des différents sous-détecteurs. Ces deux étapes permettent de reconstruire trois types de traces appelées : *global*, *tracker* et *standalone*.

Le filtre de Kalman [52] est l'algorithme utilisé pour la reconstruction des traces dans tous les sous-détecteurs. C'est un estimateur récursif qui prédit et corrige les amas appartenant à une même trace. Il débute d'un germe et propage la trace aux couches suivantes en utilisant comme contraintes les équations du mouvement des particules chargées. Ainsi, par itération sur chaque couche de détection d'un sous-détecteur, il construit une trace. Cet algorithme est utilisé pour toutes les particules chargées, pas uniquement pour les muons.

Les traces *global* sont reconstruites à partir des traces des chambres à muons et sont extrapolées aux traces du trajectographe. Cette extrapolation présente une étape intermédiaire où les germes de traces dans le détecteur à pixels permettent de contraindre la région du trajectographe à balayer. Lorsqu'il y a coïncidence entre deux traces de sous-détecteurs, leurs paramètres sont combinés et réajustés.

Les traces *tracker* sont reconstruites avec une approche inversée aux traces *global*. L'algorithme de reconstruction débute par les traces du trajectographe et finit par les traces des chambres à muons. Cette approche favorise la reconstruction des traces de muons de basses impulsions transverses qui ne parviennent pas aux chambres à muons.

Les traces *standalone* ont des segments de traces présents uniquement dans les chambres à muons (CSC, DT et RPC). Ce sont les traces pour lesquelles aucune extrapolation au trajectographe n'existe. Ces traces représentent 1% de la collection totale.

Les performances de la reconstruction, efficacité et résolution, des muons sont présentées sur la figure 4.14.

Les électrons

Les électrons ont la particularité de présenter deux signatures claires dans le détecteur : une trace dans le trajectographe et un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ils sont, dans un premier temps reconstruits, puis identifiés par leurs caractéristiques.

La reconstruction : La reconstruction des électrons est subdivisée en trois étapes. La première étape reconstruit des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique (appelé amas). La deuxième étape combine plusieurs amas en un super-amas calorimétrique. Enfin, la troisième étape associe une trace chargée du trajectographe aux super-amas.

Les amas sont construits à partir de briques élémentaires de cinq cristaux alignés en pseudo-rapacité : $\Delta\phi \times \Delta\eta = 1 \times 5$. Ces briques élémentaires

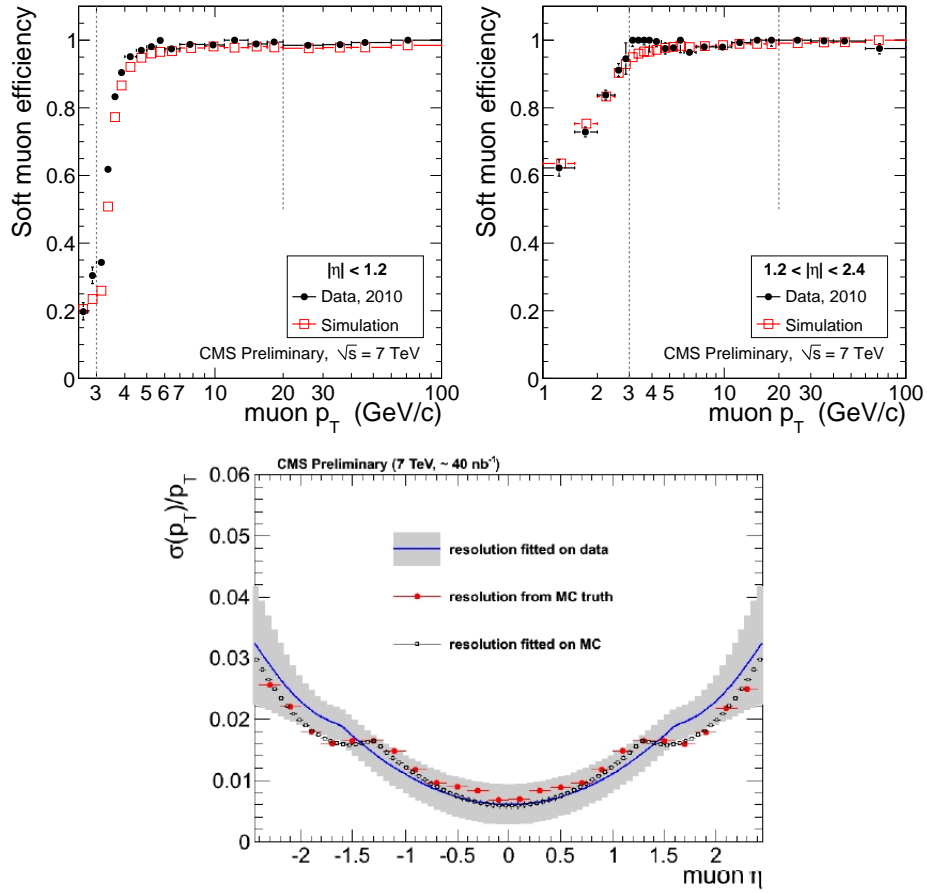


FIG. 4.14 – En haut sont représentées les distributions de l'efficacité de reconstruction des muons en fonction de l'impulsion transverse, à gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons. En bas est représentée la résolution relative sur l'impulsion transverse des muons en fonction de la pseudo-rapacité.

sont agglomérées en amas si elles respectent deux critères : être contiguës dans l'espace ϕ et contenir une quantité d'énergies supérieure à un certain seuil. De tels amas ne permettent pas de distinguer les dépôts d'énergie issus de photons ou d'électrons, seule l'information du trajectographe permet de discriminer ces deux types de particules.

Les super-amas sont la combinaison de plusieurs amas. Ils permettent de réunir plusieurs dépôts calorimétriques au sein d'une même entité. Cela permet dans le cas d'un électron de faible énergie (~ 10 GeV), de lui associer les dépôts d'énergies issus des photons émis par rayonnement de Bremsstrahlung. Ce rayonnement est dû à la quantité de matière du trajectographe traversé par les électrons avant d'impacter le calorimètre électromagnétique.

Dans 50% des cas, un électron de 10 GeV perd 50% de son énergie en photon de Bremsstrahlung et dans 10% des cas, cette perte d'énergie peut atteindre 95%.

Les traces permettent de discriminer les électrons des photons. En effet, les électrons possèdent, en plus des dépôts calorimétriques, des traces dans le trajectographe, ce qui n'est pas le cas des photons. La reconstruction d'une trace est confinée dans une région du trajectographe en extrapolant les super-amas aux germes de traces présents dans les deux couches les plus internes du détecteur à pixels. Ensuite, la trace est reconstruite, non pas avec l'algorithme standard, le Filtre de Kalman, mais avec l'algorithme Gaussien-Sum Filter (GSF) [53].

Le filtre de Kalman utilise une modélisation de la perte d'énergie d'une particule dans le trajectographe par une distribution de probabilité gaussienne. Or, cette dernière n'est pas réaliste dans le cas des électrons. L'algorithme GSF exprime les pertes d'énergies en approximant la formule de Bethe-Heitler (4.3) par une somme de distribution gaussienne.

$$f(\epsilon) = \frac{[-\ln(\epsilon)]^{c-1}}{\Gamma(c)} \quad (4.3)$$

Où $c = \frac{\delta}{\ln 2}$, avec $\delta = \frac{x}{x_0}$ l'épaisseur de matière traversée par unité de longueur de radiation. ϵ est la fraction d'énergie restante à l'électron après la traversée de la matière. Γ est la fonction gamma utilisée en mathématique. Ensuite, à la manière du filtre de Kalman, la trace est construite couche par couche jusqu'au calorimètre. Finalement, pour associer aux super-amas les traces, la série de critères suivante doit être respectée :

- $E_T^{super-amas} > 4\text{GeV}$
- $|\eta| = |\eta^{super-amas} - \eta^{trace}| < 0,02$ où les pseudo-rapidités des objets sont mesurées aux points les plus proches entre eux.
- $|\phi| = |\phi^{super-amas} - \phi^{trace}| < 0,15$ où les angles ϕ des objets sont mesurés aux points les plus proches entre eux.
- $H^{super-amas} / E^{super-amas} < 0,15$ où $H^{super-amas}$ est l'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique dans un rayon de $\Delta R = 0,15$ autour du centre du super-amas.

La résolution obtenue sur les électrons est présentée dans la figure 4.15.

L'identification : La reconstruction des électrons fournit trois familles distinctes : *golden*, *big brem* et *narrow* [54]. Ces familles classent les électrons suivant des critères de qualité ; la figure 4.16 représente la fraction d'électrons dans chacune d'elles.

La famille *golden* représente les électrons les moins affectés par la traversée de la matière du trajectographe. Cette famille d'électron possède donc peu d'émissions de Bremsstrahlung. Elle est constituée des électrons dont la trace

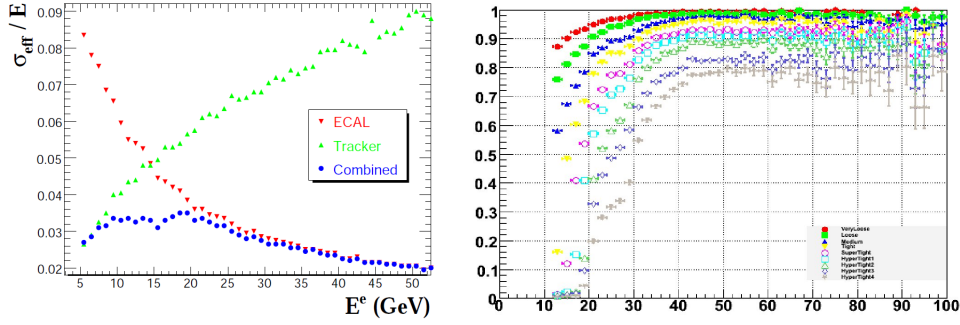


FIG. 4.15 – *A gauche est représentée la résolution relative de l'énergie des électrons présent dans le tonneau, en vert dans le trajectographe, en rouge dans le calorimètre électromagnétique et en bleu pour la combinaison des deux. A droite est représentée l'efficacité de reconstruction des électrons en fonction de l'énergie transverse, pour plusieurs valeurs des critères.*

s'associe bien au super-amas, du point de vue spatial et du point de vue de l'énergie-impulsion. Le super-amas est aussi constitué d'un unique amas. Cette famille peut toutefois posséder des électrons avec un fort rayonnement de photons. En effet, si la radiation a lieu proche du calorimètre, seul un amas est détecté pour l'électron et son photon.

La famille *big brem* représente les électrons n'étant pas qualifiés *golden* et possédant un fort rayonnement de Bremsstrahlung. Le dépôt d'énergie de l'électron est nettement séparé des dépôts des photons. Cette famille possède aussi des électrons dont la trace s'associe bien au super-amas, du point de vue spatial et du point de vue de l'énergie-impulsion.

La famille *narrow* représente les électrons qui se trouvent entre les deux familles *golden* et *big brem*. Les électrons de cette famille possèdent une quantité de Bremsstrahlung intermédiaire.

4.3.2 Les jets

Les particules possédant une charge de couleur telles que les gluons et les quarks n'existent pas à l'état libre. L'interaction forte de la chromo dynamique quantique confine ces particules entre elles. Elles subissent le processus d'hadronisation et produisent une multitude de hadrons neutres en couleur. Ces hadrons sont observables dans le détecteur sous forme de jets.

La bonne reconstruction des jets est indispensable. Par exemple, les événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques, permettant de mesurer la masse invariante des paires de quarks top anti-top, comportent quatre jets dans leurs états finaux. Les jets issus de quarks b ont la particularité de présenter un vertex déplacé, et donc de se distinguer des autres jets. Ils peuvent être étiquetés de la saveur

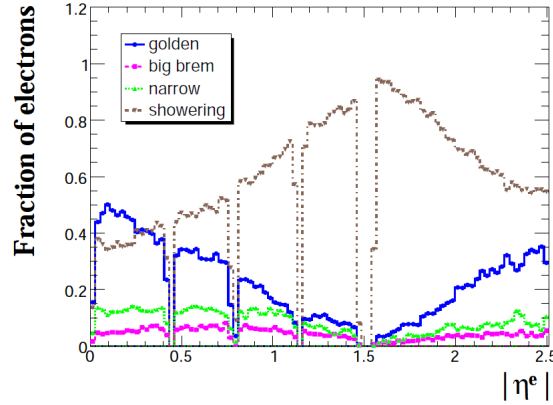


FIG. 4.16 – Fraction de la population des électrons entrant dans les différentes familles en fonction de la pseudo-rapidité et pour des énergies initiales comprises entre 5 et 100 GeV.

du quark sous-jacent.

Les jets présentent toutefois des difficultés intrinsèques d’observation. Les plus importantes sont : la radiation de gluons (*Infrared safe*), le bruitage par les résidus sous-jacents, l’empilement d’événements dans une collision, la déviation des particules par le champ magnétique, etc. D’autres difficultés, liées au dispositif expérimental, sont aussi à prendre en compte : pertes d’énergie dans les matériaux, déviations angulaires, alignement des détecteurs, réponses surfaciques du calorimètre électromagnétique (*collinear safe*), bruits du détecteur, etc.

Plusieurs algorithmes de reconstruction des jets sont utilisés dans l’expérience CMS : *Midpoint Cone*, *Iterative Cone*, *Seedless Infrared Safe Cone (SISCone)* [55], *Inclusive- k_t* , *Anti- k_t* . Seul l’algorithme *Anti- k_t* , utilisé dans l’analyse de la partie IV, est présenté.

De multiples corrections en énergie sont aussi appliquées aux jets. En effet, les jets sont des objets complexes, du point de vue de la physique comme du point de vue du détecteur. De plus, l’algorithme de reconstruction est le même pour tous les jets, qu’ils proviennent de gluons ou de quarks de différentes saveurs.

L’algorithme *Anti- k_t*

L’algorithme *Anti- k_t* est séquentiel [56]. Il calcule, pour toutes les paires de dépôts d’énergie des calorimètres, les paramètres $d_{i,j}$ et d_{iB} (cf. équation (4.4) et (4.5)). Dans le cas où une paire présente un $d_{i,j}$ plus petit que le d_{iB} , elle est combinée en un seul dépôt d’énergie. Dès que tous les paramètres $d_{i,j}$ possibles pour un dépôt i sont plus grands que le paramètre d_{iB} , la somme

des dépôts combinés est figée comme étant un jet. Cette procédure continue de manière itérative tant qu'il est possible d'avoir un paramètre $d_{i,j}$ plus petit qu'un paramètre d_{iB} .

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (4.4)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p} \quad (4.5)$$

Où $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ est la distance entre les objets i et j dans le plan (y, ϕ) . k_{ti} , y_i et ϕ_i sont respectivement l'impulsion transverse, la rapidité et l'angle azimutal du jet i . $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est le rayon des dépôts calorimétriques usuels. p est un paramètre additionnel qui permet d'affiner la reconstruction des jets en pondérant l'échelle d'énergie vis-à-vis de la distance Δ_{ij} . Dans l'algorithme *Anti- k_t* le paramètre p est égal à -1 alors qu'il vaut 1 pour *Inclusive- k_t* .

L'avantage majeur de cet algorithme est la faible contamination des jets par les résidus sous-jacents et par l'empilement d'événements. Il permet aussi aux jets de présenter une forme conique. Dans le cas où deux jets se superposent, une procédure construit une frontière nette et pondérée par leurs impulsions transverses.

La calibration en énergie des jets

La calibration en énergie des jets est faite en quatre étapes : fastJet, relative, absolue et résiduelle. Ces étapes sont appliquées séquentiellement (cf. équation 4.6).

$$E^{corr} = (E^{reco} - Cste(fastJet)) \times Rel(\eta, p'_T) \times Abs(p''_T) \quad (4.6)$$

Où $p''_T = p'_T \times Rel(\eta, p'_T)$ et p'_T est l'impulsion transverse calibrée par la première correction fastJet .

- L'étape fastJet corrige l'énergie des jets d'un offset dû à l'empilement d'événements et aux bruits de l'électronique.
- L'étape relative corrige l'énergie des jets en fonction de la pseudo-rapacité η . En effet, l'énergie des jets n'est pas constante en fonction de l'angle η pour une impulsion transverse fixe.
- L'étape absolue corrige l'énergie des jets en fonction de leur impulsion transverse. Des études MC ont montré que la réponse en énergie des calorimètres est sous-estimée, en particulier pour les basses impulsions transverses.
- L'étape résiduelle permet de corriger les dernières différences qui existent entre les données et les simulations.

La résolution en impulsion transverse des jets

La résolution sur l'impulsion transverse des jets est déclinée en deux méthodes : la méthode des événements dijets [57, 58] et la méthode des événements photon plus jets [59, 60]. Ces deux méthodes sont appliquées sur les données.

La méthode des événements dijets se base sur la conservation de l'impulsion transverse et l'étude du paramètre d'asymétrie A (cf. équation (4.7)). La variance de la distribution du paramètre d'asymétrie fournit une estimation de la résolution des jets (cf. équation (4.8)). Le résultat de cette méthode appliquée aux données de l'année 2010 est montré sur la figure 4.17 (a).

$$A = \frac{p_T^{Jet_1} - p_T^{Jet_2}}{p_T^{Jet_1} + p_T^{Jet_2}} \quad (4.7)$$

Où $p_T^{Jet_1}$ et $p_T^{Jet_2}$ font référence aux impulsions transverses des dijets. Dans la limite où $p_T \equiv p_T^{Jet_1} = p_T^{Jet_2}$, $\sigma_{p_T} \equiv \sigma_{p_T^{Jet_1}} = \sigma_{p_T^{Jet_2}}$ (conservation de l'énergie) et où les deux jets se trouvent dos à dos en pseudo-rapacité, la résolution des jets s'exprime en fonction de la résolution du paramètre d'asymétrie A (cf. équation (4.8)).

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{2}\sigma_A \quad (4.8)$$

La méthode des événements photon plus jets utilise la distribution de la réponse R pour déterminer la résolution des jets. Cette réponse est le rapport entre l'impulsion transverse du photon et du jet. Dans le cas idéal, où la conservation de l'énergie-impulsion est totalement comprise dans le photon et le jet, le rapport est égal à 1. La variance de la distribution de la réponse fournit la résolution sur les jets. Le résultat de cette méthode est représenté sur la figure 4.17 (b).

L'étiquetage des jets issus de quark b

L'étiquetage des jets issus de quark b est réalisable, dans l'expérience CMS, par plusieurs algorithmes [61]. Voici les plus couramment utilisés : *track counting*, *jet probability*, *soft lepton* et *simple* ou *combined secondary vertex*. Ils se différencient en trois groupes : les algorithmes se basant sur le paramètre d'impact des traces, sur la reconstruction de vertex secondaires et les algorithmes se basant sur l'étude de leptons.

L'algorithme d'étiquetage des jets b, utilisé dans l'analyse de la partie IV, est *track counting* [62]. Il exploite le long temps de vie des hadrons B : $\tau_B \simeq 1,6 \text{ ps}$. Le hadron B parcourt une distance moyenne de $500 \mu\text{m}$ avant

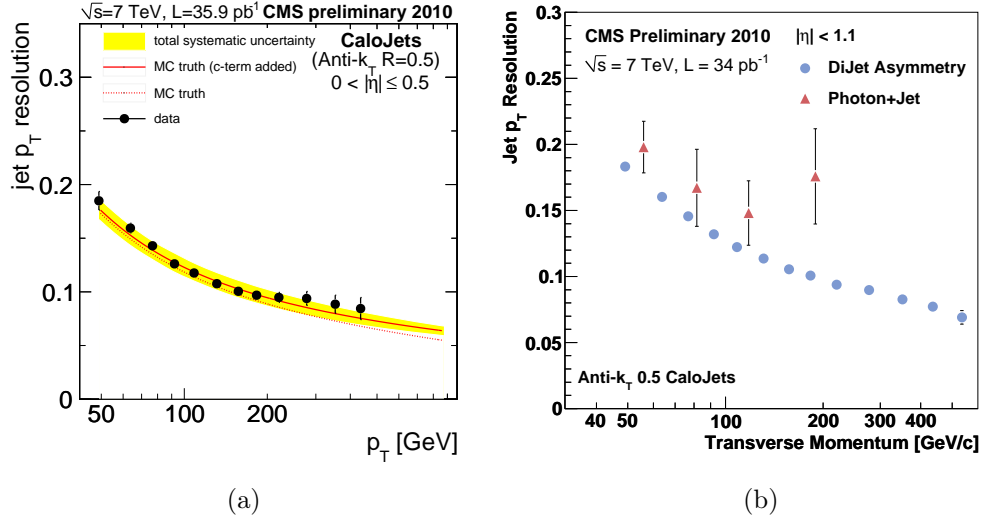


FIG. 4.17 – Résolution sur l'impulsion transverse des jets, obtenue par la méthode dijet (a) et la méthode γ +jets (b), en fonction de l'impulsion transverse.

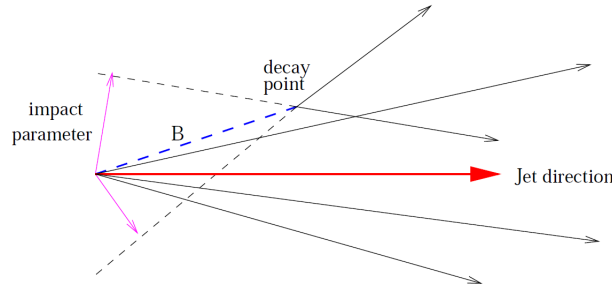


FIG. 4.18 – Schéma de principe de l'algorithme track counting pour l'étiquetage des jets b .

de se désintégrer, en moyenne, en cinq particules chargées. Ces dernières proviennent d'un vertex déplacé par rapport au point de collision et possèdent donc un paramètre d'impact important (cf. figure 4.18). L'algorithme *track counting* recherche les jets possédant au minimum deux traces et les étiquette "b" si les significances de leurs paramètres d'impacts sont supérieures à une valeur seuil. Le paramètre d'impact de ces traces reste toutefois inférieur à 0,7 mm.

4.3.3 L'énergie transverse manquante

Le détecteur CMS n'est pas complètement hermétique, puisque les deux entrées des faisceaux peuvent laisser échapper des résidus de collisions. Ces particules à très grandes pseudo-rapidités empêchent de calculer l'énergie manquante des événements. Cependant, la quantité d'énergie perdue dans le plan transverse de ces régions reste très faible. Le calcul de l'énergie transverse manquante est donc possible pour des pseudo-rapidités comprises entre ± 5 .

Un manque d'énergie dans le plan transverse des calorimètres signale la présence de particules interagissant par l'intermédiaire de la force électro-faible. Dans le Modèle Standard, les particules possédant de telles caractéristiques sont les neutrinos et les muons. L'énergie des muons n'est pas détectable par les calorimètres, mais elle peut aisément être déduite de la mesure de leurs impulsions par le trajectographe et les chambres à muons. Ainsi, l'énergie transverse manquante prend en compte les effets dus aux muons. Des extensions au Modèle Standard prédisent aussi l'existence de nouvelles particules interagissant par le biais de la force faible. La présence d'événements avec une proportion importante d'énergie transverse manquante et n'étant pas compatible avec les processus du Modèle Standard peut donc constituer une évidence de nouvelle physique.

Reconstruction

L'énergie transverse manquante (\vec{E}_T) est déterminée à partir de la somme vectorielle des dépôts d'énergies des calorimètres [63] :

$$\vec{E}_T = - \sum_n \left(E_n \sin \theta_n \cos \phi_n \vec{i} + E_n \sin \theta_n \sin \phi_n \vec{j} \right) \quad (4.9)$$

$$= E_x \vec{i} + E_y \vec{j} \quad (4.10)$$

Où n est l'index des dépôts calorimétriques, \vec{i} et \vec{j} sont les vecteurs unitaires du plan (x,y).

Résolution

La résolution sur l'énergie transverse manquante est définie par l'équation suivante :

$$\sigma(\vec{E}_T) = A \oplus B \sqrt{\sum E_T - D} \oplus C (\sum E_T - D) \quad \text{où} \quad \sum E_T = \sum_n E_n \sin \theta_n \quad (4.11)$$

Où A représente une combinaison du bruit de l'électronique, des effets d'empilement d'événements et de l'activité sous-jacente. Le terme B , d'origine stochastique, représente les fluctuations statistiques des dépôts d'énergie

dans les cristaux calorimétriques. Le terme constant C représente les effets du détecteur, comme la présence de zone morte ou de zone de recouvrement de sous-détecteurs. Le terme D caractérise le biais dû aux bruits et à l'empilement sur la somme de l'énergie transverse $\sum E_T$.

Corrections

Des corrections sont aussi apportées à l'énergie transverse manquante afin d'améliorer sa résolution [64]. Deux types de corrections (I et II) sont usuellement appliquées. Le type I permet de prendre en compte les corrections en énergie des jets (équation 4.12). Le type II permet de corriger l'énergie des muons en tenant compte de la faible proportion d'énergie perdue dans les calorimètres (équation 4.13).

$$\vec{E}_T^{corr} = \vec{E}_T - \sum_i^{N_{jets}} (\vec{p}_{T_i}^{corr} - \vec{p}_{T_i}^{brut}) \quad (4.12)$$

$$\vec{E}_T^{corr} = \vec{E}_T - \sum_{muons} \vec{p}_{T_i}^\mu + \sum_{dpts} \vec{E}_{T_i}^\mu \quad (4.13)$$

4.3.4 L'algorithme de flux de particules

L'algorithme de flux de particules a pour but de reconstruire et d'identifier les particules stables : électrons, muons, photons, hadrons chargés et neutres [65]. Pour parvenir à cela, l'algorithme utilise les traces chargées, les dépôts calorimétriques, les muons et les électrons comme objets détecteurs. Dans l'expérience CMS, cet algorithme est applicable grâce aux résolutions performantes des sous-détecteurs : le trajectographe sur l'impulsion transverse et les calorimètres sur l'énergie.

L'algorithme de flux de particules est séquentiel, il reconstruit étape par étape les particules stables tout en ne réutilisant pas les informations de l'étape précédente (ex : les électrons sont reconstruits sans les traces associées aux muons). L'ordre de reconstruction des particules est le suivant : muons, électrons, hadrons chargés, photons et hadrons neutres.

Les algorithmes standards de reconstruction des électrons et des muons, présentés dans la sous-section 4.3.1, sont utilisés tels quels par l'algorithme de flux de particules. En revanche, pour la reconstruction des hadrons chargés, des hadrons neutres et de l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T), l'algorithme de flux de particules combine, en minimisant une fonction de χ^2 , les dépôts d'énergies présents dans les calorimètres et les traces présentes dans le trajectographe.

La finalité de cet algorithme est de reconstruire les jets (cf. figure 4.19) [66], l'énergie transverse manquante [67] et pour certaines analyses les leptons taus avec de meilleures performances que la reconstruction standard. Les figures 4.20 à 4.22 comparent les efficacités, le taux de mauvaise identification et la résolution des jets dans le cas de l'algorithme standard et dans le cas de l'algorithme de flux de particules.

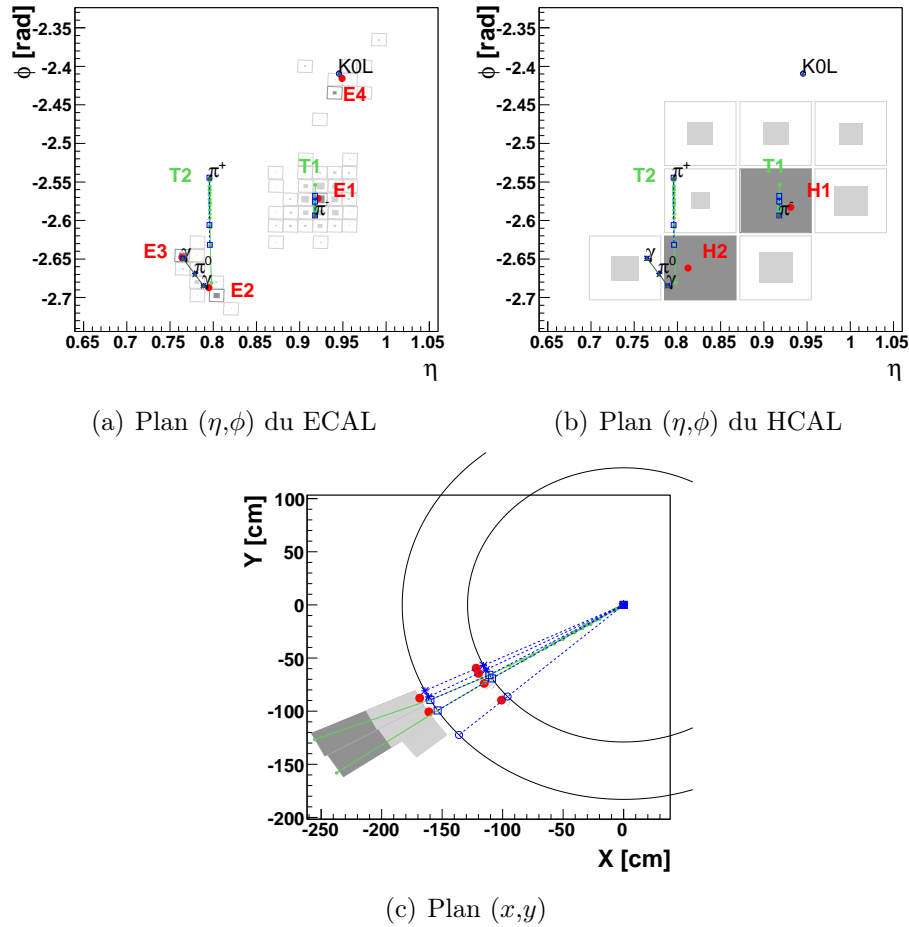


FIG. 4.19 – Vue schématique d'un jet hadronique dans le plan (η, ϕ) et dans le plan (x, y) . Le jet est composé d'un K_L^0 , d'un π^- , d'un π^+ et d'un π^0 se désintégrant en deux photons.

4.4 Conclusion

Le détecteur CMS avec ses différents sous-détecteurs, le trajectographe, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectrographe à

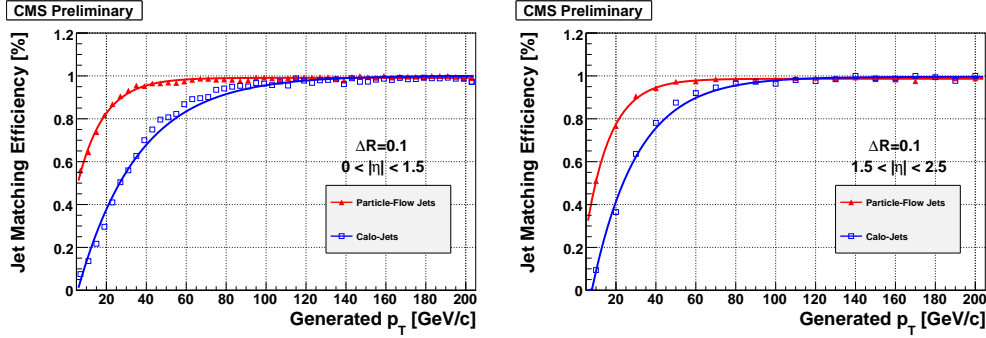


FIG. 4.20 – Distribution de l'efficacité de reconstruction des jets en fonction de l'impulsion transverse. Les courbes bleues représentent le cas où l'algorithme standard de reconstruction des jets est utilisé, et les courbes rouges représentent le cas où l'algorithme de flux de particules est utilisé. La figure de gauche balaie la zone en pseudo-rapidité comprise entre 0 et $\pm 1,5$, alors que la figure de droite balaie la zone comprise entre $\pm 1,5$ et $\pm 2,5$.

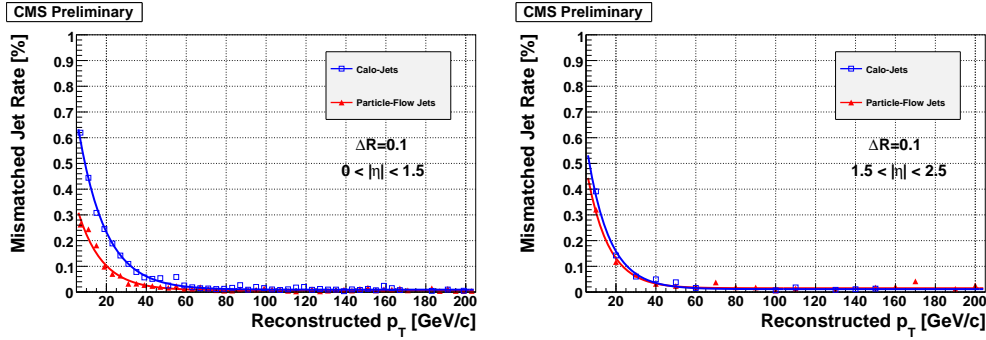


FIG. 4.21 – Distribution du pourcentage de mauvaise reconstruction des jets en fonction de l'impulsion transverse. Les courbes bleues représentent le cas où l'algorithme standard de reconstruction des jets est utilisé, et les courbes rouges représentent le cas où l'algorithme de flux de particules est utilisé. La figure de gauche balaie la zone en pseudo-rapidité comprise entre 0 et $\pm 1,5$, alors que la figure de droite balaie la zone comprise entre $\pm 1,5$ et $\pm 2,5$.

muons, présente une architecture dédiée aux études généralistes de physique. Il est capable de détecter, à quasi 4π stéradian, les trajectoires des particules chargées et de stopper toutes les particules, à l'exception des muons et des neutrinos, dans ses deux calorimètres.

Le solénoïde supraconducteur, avec son champ magnétique de $3,8\text{ T}$, est suffisamment puissant pour courber les particules chargées et permettre leur identification.

Le système de déclenchement répond aux exigences imposées par la fré-

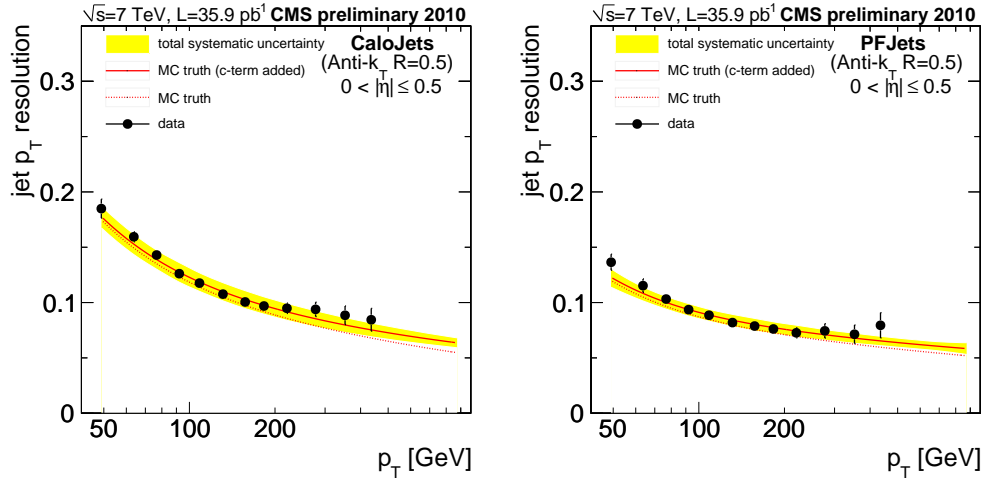


FIG. 4.22 – *Distribution de la résolution sur l'énergie des jets en fonction de l'impulsion transverse dans le cas de l'algorithme standard (figure de gauche) et dans le cas de l'algorithme de flux de particules (figure de droite).*

quence des collisions. Il est capable de réduire le flux d'évènements de 40 MHz à 300 Hz .

La reconstruction des objets physiques tels que les muons, les électrons, les jets et l'énergie transverse manquante, est très performante et d'autant plus efficace avec l'algorithme du flux de particules.

Troisième partie

Etude d'un niveau de déclenchement électronique utilisant le trajectographe de CMS

Chapitre 5

Le HL-LHC et ses implications sur le détecteur CMS

Sommaire

5.1	Le HL-LHC par rapport au LHC	75
5.1.1	Les limites du LHC	75
5.1.2	Le projet HL-LHC	76
5.2	L’impact du projet HL-LHC sur le détecteur CMS	76
5.2.1	Les problèmes rencontrés par le détecteur CMS . .	76
5.2.2	La contrainte sur le système de déclenchement . .	77
5.3	Les évolutions technologiques envisagées	77
5.3.1	Le remplacement du trajectographe	77
5.3.2	la modification du système de déclenchement . . .	77
5.3.3	La limitation de la bande passante de lecture des détecteurs	80

5.1 Le HL-LHC par rapport au LHC

Le LHC aux conditions nominales atteindra une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Il collisionnera des paquets de 10^{11} protons toutes les 25 *ns*, soit à une fréquence de 40 *MHz*. Dans chaque collision, il y aura en moyenne 25 interactions. Le détecteur CMS et sa chaîne d’acquisition ont été conçus pour gérer et stocker les flux de données générés dans ces conditions.

5.1.1 Les limites du LHC

De telles caractéristiques pour un collisionneur de protons permettent d’étudier un très vaste domaine de la physique des hautes énergies. Le Modèle

Standard (MS) peut être réétudié et la précision sur ses paramètres libres affinée. Les principaux domaines sur lesquels des réponses sont attendues au CERN [68] sont : le Modèle Standard, le boson de Higgs et la physique au-delà du Modèle Standard.

Le LHC ne peut pas couvrir ces trois sujets dans leur totalité. En effet, dans le cadre de la physique électrofaible, la production d'événements à plusieurs bosons de jauge demande une luminosité trop élevée. De même, dans le cadre de la physique du Higgs, les études des désintégrations rares, du couplage du Higgs aux fermions et bosons, de l'auto-couplage du Higgs, des Higgs lourds du MSSM sont difficilement étudiables. Dans le cadre du quark top, le LHC ne permet pas d'observer ses désintégrations rares dans les canaux autres que $t \rightarrow bW$ [69]. Enfin, la statistique fournie par le LHC limitera l'espace de phase des mesures, par exemple dans le cadre de la Super-Symétrie, et en particulier la masse accessible pour de nouvelles particules.

La luminosité intégrée attendue au LHC par an est d'environ 50 à 100 fb^{-1} , et l'énergie de collision des faisceaux dans le centre de masse est de 14 TeV. A de telles luminosités et énergies, la statistique nécessaire pour mesurer certains processus rares sera insuffisante.

5.1.2 Le projet HL-LHC

Le projet HL-LHC prévoit d'explorer les phénomènes rares [70, 71]. Pour cela, deux types de solutions sont envisagées : augmenter la luminosité instantanée ou augmenter l'énergie dans le centre de masse. Dans un premier temps, l'augmentation de la luminosité du collisionneur a été choisie.

L'objectif est d'atteindre une luminosité de $5.10^{34} \text{ cm}^{-2}.s^{-1}$. Le nombre d'interaction engendrée par la collision de deux paquets peut être alors de 100 ou 200 suivant que la fréquence des croisements est de 25 ou 50 ns .

5.2 L'impact du projet HL-LHC sur le détecteur CMS

L'augmentation de la luminosité impose des changements dans les détecteurs et la chaîne d'acquisition de l'expérience CMS.

5.2.1 Les problèmes rencontrés par le détecteur CMS

Les contraintes engendrées par l'augmentation d'un facteur 5 à 10 du nombre d'interactions par collision sont de deux types.

La première contrainte est que le flux de particules traversant le détecteur augmente le taux d'occupation d'un facteur important. La chaîne d'acqui-

tion de CMS n'a pas été développée avec cette hypothèse et sera vite saturée. L'enregistrement des données n'est alors plus possible.

La deuxième contrainte est que la dose de radiations reçue par les détecteurs est environs 6 fois plus élevée. Les détecteurs à pixels et à pistes n'ont pas été conçus pour de tels flux et devront être remplacés.

5.2.2 La contrainte sur le système de déclenchement

L'objectif technique pour le détecteur CMS, en parallèle avec l'augmentation de la luminosité, est de maintenir le taux d'événements entre le bas et le haut niveau de déclenchement des données à 100 kHz (bande passante entre L1-HLT), et cela en relevant le moins possible les seuils utilisés actuellement. Cette contrainte impose que le système de déclenchement électronique soit modifié.

5.3 Les évolutions technologiques envisagées

5.3.1 Le remplacement du trajectographe

Les calorimètres et les chambres à muons de CMS sont capables d'enregistrer l'augmentation du flux de particules, d'un point de vue détecteur comme électronique. En revanche, le trajectographe doit être entièrement remplacé pour les raisons suivantes :

- La granularité du détecteur actuel est insuffisante (augmentation de la multiplicité de particules)
- La tenue aux radiations des détecteurs actuel sera dépassée.

5.3.2 la modification du système de déclenchement

La décision de conserver le taux d'événements à 100 kHz entre le L1 et le HLT oblige à apporter des modifications au système de déclenchement électronique (L1). Celui-ci doit améliorer la sélection des données en accord avec le programme scientifique de l'expérience.

La modification envisagée est l'utilisation de l'information du trajectographe à piste, en plus de celle des chambres à muons et des calorimètres, dans les algorithmes de sélection des événements. Ce détecteur peut fournir, comme information supplémentaire, l'impulsion transverse précise des particules. Les traces de hautes et faibles énergies peuvent être discriminées par cette information, donc les événements intéressants peuvent être sélectionnés.

Des résultats de l'expérience CMS [72] présentent le taux d'événements, en fonction de l'impulsion transverse, selon les différents niveaux de déclenchement (cf. figure 5.1). Afin d'augmenter les performances du niveau électro-

nique, la sélection des événements par le niveau deux du trajectographe peut être transféré au niveau un. Ce dernier aura alors le même taux d'événements que le niveau deux de CMS.

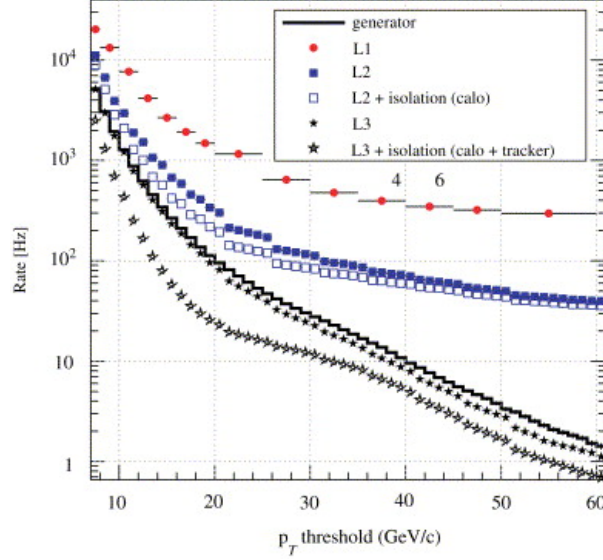


FIG. 5.1 – *Taux de déclenchement des muons en fonction de l'impulsion transverse aux différents étages de déclenchement.*

Le détecteur à pixel n'est pas utilisé dans le système de déclenchement électronique du fait de sa proximité au point de collision. Le taux d'occupation trop élevé empêche la lecture des données à 40 *MHz* [73]. En revanche, le trajectographe à piste est suffisamment éloigné du centre du détecteur pour présenter un taux d'occupation acceptable. Cet éloignement permet aussi d'avoir plus d'informations sur la courbure des particules.

Corrélation entre l'impulsion et la courbure des particules

L'impulsion transverse des particules est déterminée à partir de la courbure des traces laissées dans le détecteur. Le calcul suivant démontre la proportionnalité entre la courbure et les impulsions transverses des particules.

D'après le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électromagnétisme, on a :

$$\sum \vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B} = m\vec{a} \quad (5.1)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} qv_y B = m\dot{v}_x = \dot{p}_x \\ -qv_x B = m\dot{v}_y = \dot{p}_y \end{cases} \quad (5.2)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} p_x &= qBy \\ p_y &= -qBx \end{cases} \quad (5.3)$$

d'où :

$$p_t^2 = p_x^2 + p_y^2 = (qB)^2 \cdot (x^2 + y^2) = (qB\rho)^2 \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow \boxed{p_t = qB\rho} \quad (5.5)$$

p_t : l'impulsion transverse des particules

q : leur charge

ρ : leur rayon de courbure dans le champ magnétique B.

La sélection des évènements sur le critère de leur impulsion transverse peut se faire via le rayon de courbure des particules.

Les deux méthodes envisagées

Deux méthodes pour sélectionner les évènements en fonction de leur impulsion transverse sont proposées :

- la méthode des double-couches (Long Barrel)
- la méthode des mémoires associatives

Ces deux méthodes utilisent la courbure des traces dans le volume du détecteur (cf. figure 5.2). Les courbures sont déduites à partir des amas observés dans le détecteur, un amas étant la réponse électrique émise par les senseurs au passage d'une particule. Dans le trajectographe à piste, ces amas sont la réponse électrique d'une ou plusieurs pistes de lectures contiguës. Ces méthodes sont réalisées dans des cartes électroniques à l'extérieur du détecteur puisqu'elles combinent les informations de plusieurs couches de détections.

La méthode des double-couches : Cette première méthode utilise des coïncidences d'amas au sein d'une double-couches, où les senseurs sont distants de quelques centimètres, puis entre différentes double-couches distantes de plusieurs dizaines de centimètres (cf. schéma de droite dans la figure 5.2). Les coïncidences au sein des double-couches fournissent des segments de traces qui, par extrapolation aux autres double-couches, donnent des traces complètes, donc des courbures. Ainsi, l'impulsion transverse des particules peut être assignée et servir de référence pour accepter ou refuser les évènements [74].

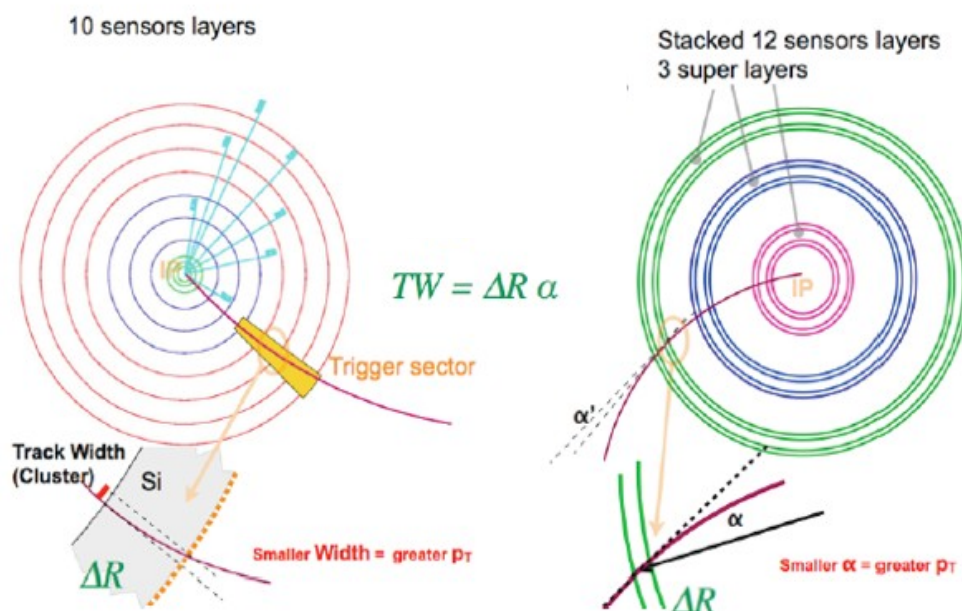


FIG. 5.2 – Vue schématique de la méthode des mémoires associatives (gauche) et de la méthode des double-couches (droite)

La méthode des mémoires associatives : Cette deuxième méthode se base sur des mémoires associatives présentes dans les puces des cartes de déclenchement. Ces puces électroniques reçoivent les signaux électriques et la position associés aux amas des différentes couches et les comparent à une banque de modèles, choisis et préenregistrés. La correspondance permet de sélectionner les traces intéressantes.

5.3.3 La limitation de la bande passante de lecture des détecteurs

Les cartes électroniques de reconstruction des traces en cours de développement ne sont toutefois pas capables de traiter le flux total des données issues des senseurs. Les câbles de liaisons entre le détecteur et les cartes électroniques ont aussi une bande-passante limitée. Une présélection des amas, au niveau de l'électronique frontale des modules, est donc nécessaire. La problématique est donc :

Comment réduire la bande passante arrivant aux cartes électroniques de déclenchement, tout en conservant les amas issus des particules de hautes impulsions transverses ?

Une réponse à cette problématique est la méthode de la largeur des amas. Cette méthode sélectionne les amas en fonction de l'impulsion transverse des particules. Ainsi, comme le montre la figure 5.3, la bande passante doit pouvoir réduite d'un à deux ordres de grandeur pour des particules produites au point de collision.

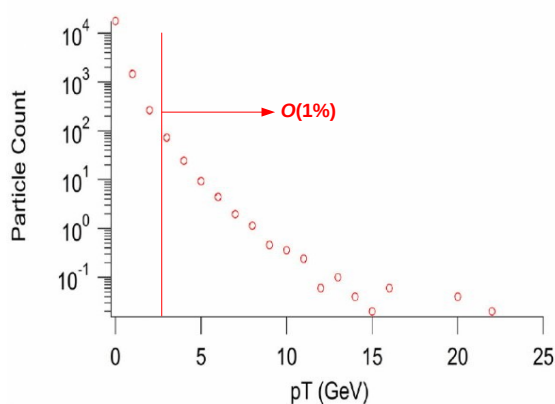


FIG. 5.3 – Distribution de l'impulsion transverse des particules chargées produites par les collisions de protons du HL-LHC.

La méthode de la largeur des amas

Dans ce travail, la méthode de la largeur des amas est étudiée uniquement dans la partie centrale du trajectographe (tonneau). Elle pourrait être aussi étudiée au niveau des bouchons.

Cette méthode utilise le nombre de pistes touchées lors du passage d'une particule dans un module (cf. figure 5.4). Le nombre de pistes qui répondent, correspondant à la largeur des amas, dépend de la courbure des particules. Par conséquent, cela informe sur son impulsion transverse. La démonstration de la corrélation entre la largeur d'un amas et l'impulsion transverse de la particule est présentée ci-dessous.

Soit $T.W$, pour "track width", la largeur d'amas et ΔR l'épaisseur d'un senseur. Pour les définitions des angles, se référer au schéma 5.5.

$$\tan \alpha = \frac{T.W}{\Delta R} = \cot(\theta + \beta) \quad (5.6)$$

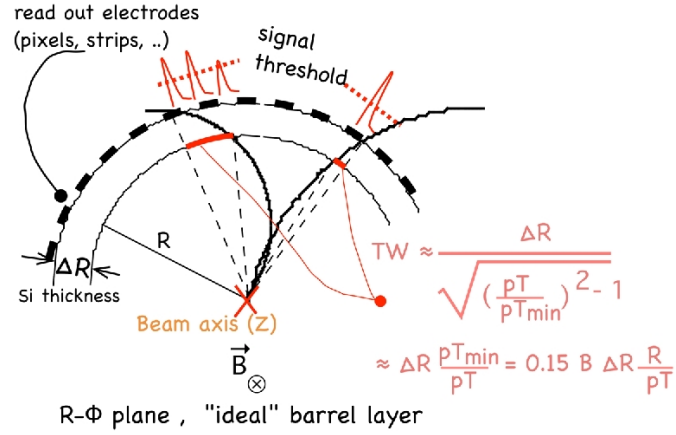


FIG. 5.4 – Schéma simplifié de la technique de sélection par la méthode de la largeur des amas.

$$\Rightarrow T.W = \Delta R \cdot \cot(\theta + \beta) \quad (5.7)$$

Après le développement de la cotangente, on obtient :

$$T.W = \Delta R \cdot \cot\beta \cdot \left[\frac{1 - \tan\beta \tan\theta}{1 + \cot\beta \tan\theta} \right] \quad (5.8)$$

On a aussi :

$$\tan\theta = \frac{X}{R} \quad (5.9)$$

Où R est la distance, projetée dans le plan (r, ϕ) , entre le senseur et le point d'interaction.

Et X est la distance, projetée dans le plan (r, ϕ) , entre le point d'entrée de la particule dans le module et le centre du module.

Sachant que $X \ll R$, on a :

$$\lim_{X \ll R} \tan\theta = 0 \quad (5.10)$$

Donc :

$$T.W \simeq \Delta R \cdot \cot\beta \quad (5.11)$$

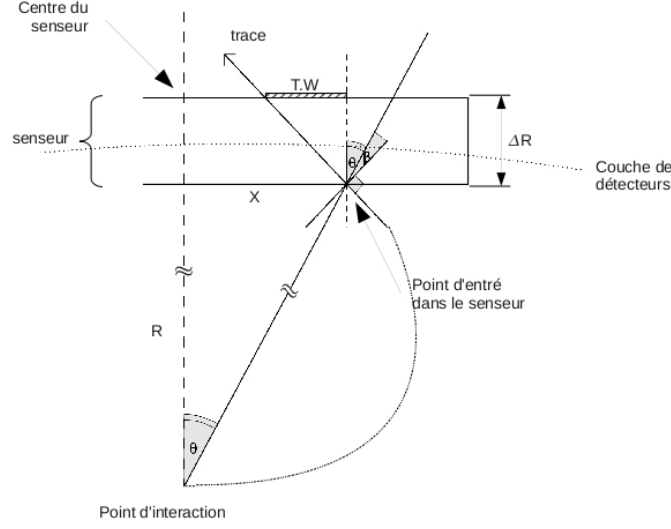


FIG. 5.5 – Schéma simplifié d'une moitié de senseur dans le plan transverse.

A partir du rayon de courbure, la cotangente β peut être développée sous la forme :

$$\cot\beta = \left[\frac{1 + \left(\frac{X}{R}\right)^2}{\left(\frac{p_t}{p_{t_{min}}}\right)^2 - 1 - \left(\frac{X}{R}\right)^2} \right]^{1/2} \quad (5.12)$$

$$\cot\beta \simeq \frac{1}{\left[\left(\frac{p_t}{p_{t_{min}}}\right)^2 - 1 \right]^{1/2}} \quad (5.13)$$

avec :

$$p_{t_{min}} = qB \frac{R}{2} \quad (5.14)$$

$p_{t_{min}}$ est l'impulsion transverse minimale qu'une particule, venant du point d'interaction, doit avoir pour atteindre une couche de détecteur distante de R .

D'où :

$$T.W \simeq \frac{\Delta R}{\sqrt{\left(\frac{P_t}{P_{t_{min}}}\right)^2 - 1}} \quad (5.15)$$

$$\simeq \Delta R \times \frac{P_{t_{min}}}{P_t} = 0,15 \times B \times \Delta R \times \frac{R}{P_t} \quad (5.16)$$

Les largeurs d'amas ($T.W$) sont bien corrélées aux impulsions transverses (P_t) des particules qui les ont produits. La méthode de présélection des amas par leur largeur se base sur ce principe théorique (par la suite, le terme sélection sera préféré plutôt que le terme présélection).

L'équation 5.16 montre aussi que la largeur des amas dépend de deux paramètres géométriques : l'épaisseur des modules (ΔR) et la distance (R) entre les couches de modules et le point d'interaction.

Le pas inter-piste

Le pas inter-piste (P) correspond à la distance étalon entre chaque piste des modules. Ce paramètre convertit l'unité métrique de la largeur des amas en une unité de pistes (cf. équation 5.17). Ce qui est l'unité fournie par les modules : un nombre de piste touchée.

$$C.W = \frac{T.W}{P} \simeq 0,15 \times B \times \frac{\Delta R}{P} \times \frac{R}{P_t} \quad (5.17)$$

Le paramètre ToP (ou T/P) pour "Thinckness over Pitch" correspond au rapport entre l'épaisseur des modules (ΔR) et le pas inter-pistes (P) :

$$ToP = \frac{\Delta R}{P} \quad (5.18)$$

Ce paramètre est important puisqu'il influe sur la résolution de la largeur des amas (cf. figure 5.6), et par conséquent sur la résolution de l'impulsion transverse. Le réglage de ce paramètre permet donc d'affiner la sélection des traces.

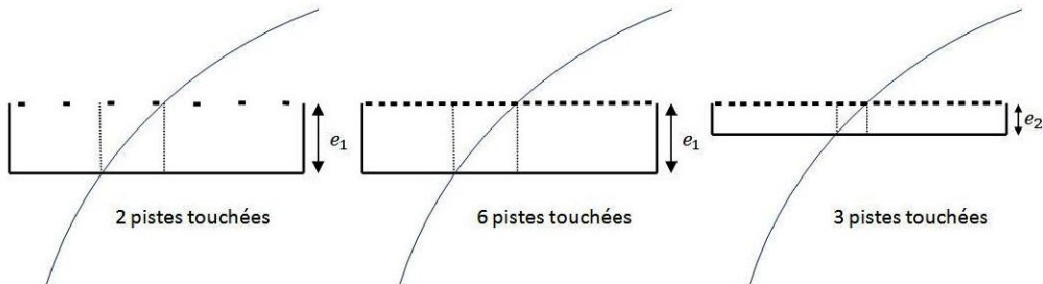


FIG. 5.6 – Vue schématique transversale des modules à pistes. Le premier a une distance inter-piste de type CMS, les deux derniers ont un pas inter-piste plus faible et des épaisseurs de senseur différentes.

La localisation électronique des amas

La localisation des amas est basée sur l'identification de pistes contiguës possédant une réponse électrique. Cette localisation est faite après la soustraction du piédestal. Un seuil est alors appliqué sur l'amplitude de signal restante de chaque piste (cf. formule (5.19) et figure 5.7). Les pistes contiguës ayant passé le seuil forment alors un amas.

$$\frac{S}{N} = \frac{\text{amplitude du signal}}{\text{amplitude du bruit de fond}} \geq \text{Valeur seuil} \quad (5.19)$$

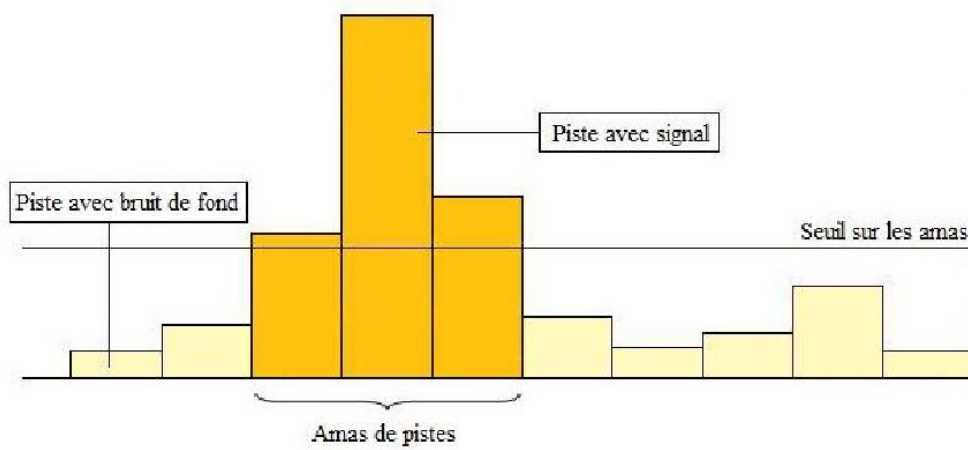


FIG. 5.7 – Schéma du seuil pour la sélection d'amas.

Chapitre 6

Etude de la méthode de la largeur des amas

Sommaire

6.1	Déroulement des simulations	88
6.1.1	La génération de particules	88
6.1.2	La simulation	88
6.1.3	La numérisation	89
6.1.4	La reconstruction des amas	89
6.2	Les paramètres étudiés	89
6.2.1	La géométrie du trajectographe	89
6.2.2	Les seuils et coupures	91
6.2.3	Les types de particules étudiés	91
6.3	Validation des simulations	92
6.3.1	Observations des distributions	92
6.3.2	Approbation des simulations	103
6.4	Les études menées	106
6.4.1	La largeur des amas	106
6.4.2	Les évènements de biais minimum	108
6.4.3	Etude de l'efficacité de sélection des amas	118
6.5	Les résultats	119
6.6	Conclusions et perspectives	119

Ce chapitre présente les résultats, obtenus à partir de simulations, sur l'optimisation de la sélection des amas par la méthode de la largeur. Dans un premier temps, le déroulement de la simulation est expliqué : de la génération des particules à la réponse du détecteur. Par la suite, l'espace des paramètres exploré est décrit. Une partie intermédiaire de ce chapitre est dédiée à la validation de la simulation. Les deux dernières parties présentent les étapes de l'étude et ses résultats.

6.1 Déroulement des simulations

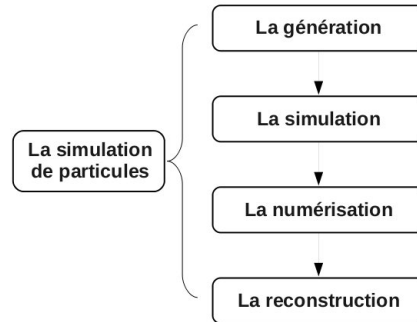


FIG. 6.1 – *Schéma simplifié du déroulement de la simulation.*

6.1.1 La génération de particules

La première étape de la simulation consiste à générer les interactions entre protons et les particules résultantes. Les particules sont ainsi générées dans tout l'espace en respectant le cadre de la théorie quantique des champs. Le logiciel de simulation Pythia [75] est utilisé pour cette étape. Les résultats de ce logiciel sont des traces avec leurs paramètres physiques associés : énergie, impulsion... Le type de processus physique et de particules générées sont choisis via ce logiciel. Dans le cadre de ce travail, deux types d'évènements sont simulés : des évènements de biais minimum et des évènements n'ayant que des muons dans l'état final (définition des évènements de biais minimum cf. §6.2.3).

6.1.2 La simulation

Après la génération des particules, leurs parcours et leurs interactions dans le détecteur sont modélisés à l'aide du programme Geant 4. La nouvelle géométrie du trajectographe est implémentée dans le code de simulation. Elle comprend toutes les informations sur le détecteur, tels que les matériaux utilisés, les différents modules de détection, leur positionnement, leur taille, leur masse, etc. L'épaisseur des senseurs (ΔR) est aussi fixée à ce niveau de la simulation. Le programme Geant 4 permet aussi de simuler les dépôts d'énergies des particules dans les senseurs.

6.1.3 La numérisation

La numérisation des données s'effectue, en plusieurs étapes, par l'intermédiaire du logiciel officiel de la collaboration CMS : CMSSW (CMS SoftWare [76]). La première étape consiste à migrer les dépôts d'énergie, présents à l'intérieur des senseurs sous forme de charge électrique, à la surface des modules. La diffusion des électrons et l'angle de Lorentz engendré par le champ magnétique sont pris en compte. Les charges sont alors réparties sur les pistes. La deuxième étape consiste à simuler la réponse de l'électronique frontale des senseurs. Le traitement des signaux est appliqué : il commence par leur pré-amplification, puis par leur mise en forme [77, 78, 79]. Finalement, la dernière étape émule la conversion des signaux analogiques en signaux numériques.

6.1.4 La reconstruction des amas

Les signaux numériques sont ensuite utilisés par l'algorithme de localisation des amas présenté dans la sous-section 5.3.3. Un des paramètres de ces amas simulés est le nombre de pistes qui les composent, donc leur largeur.

6.2 Les paramètres étudiés

6.2.1 La géométrie du trajectographe

Deux nouvelles géométries globales du trajectographe de CMS ont été proposées. Les deux propositions sont les suivantes :

- Long Barrel
- Hybrid

La géométrie Long Barrel a été conçue pour l'utilisation de la méthode des double-couches dans le système de déclenchement électronique (cf. figure 6.2).

La géométrie Hybrid (cf. figure 6.3) est la solution choisie pour l'utilisation de la méthode des mémoires associatives. La partie externe comporte quatre couches, respectivement à 50, 70, 90 et 110 cm du centre du détecteur. Les deux couches internes comportent des modules à deux plans de senseurs. Ces modules sont identiques aux modules stéréo présents dans le trajectographe de CMS (cf. §4.1.1). Dans un souci de simplification, les simulations ont été réalisées uniquement avec des modules à un plan (r, ϕ) . La longueur du tonneau est pour le moment fixée à 220 cm.

Une des grandes modifications dans cette géométrie, par rapport à celle du trajectographe de CMS, est la diminution de la longueur des pistes d'un facteur quatre. La longueur des pistes est passée de 18,6 cm à 4,65 cm. Cette modification engendre une augmentation de 12 à 48 modules sur la longueur

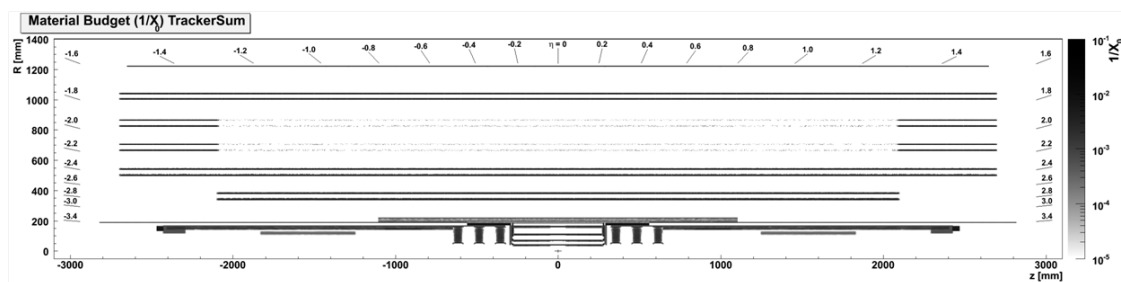


FIG. 6.2 – *Vue en coupe longitudinale du trajectographe CMS pour l'option Long Barrel.*

du tonneau. Le nombre de pistes par couche est donc augmenté, ce qui permet de réduire le taux d'occupation du détecteur.

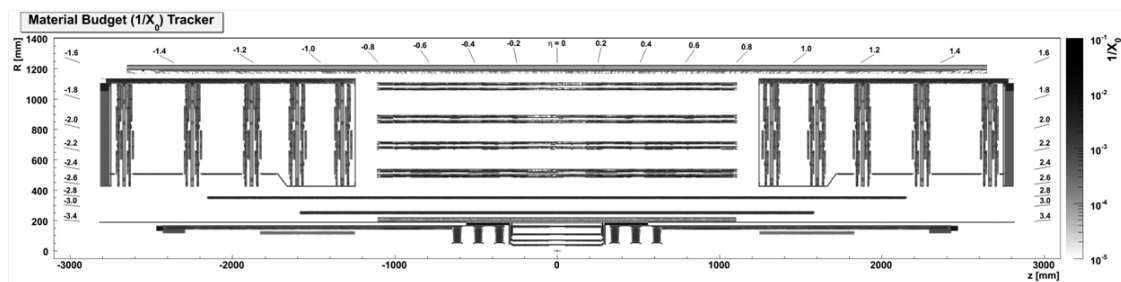


FIG. 6.3 – *Vue en coupe longitudinale du futur trajectographe CMS pour l'option Hybrid.*

Les épaisseurs des senseurs sont aussi modifiées : elles sont de $500 \mu m$ dans le trajectographe de CMS et sont prévues à $320 \mu m$ dans le cadre HL-LHC. Cette nouvelle épaisseur réduit le rapport ToP , et donc la résolution sur l'impulsion transverse des particules (cf. § *Le pas inter-piste*). Ainsi, la quantité de matière du trajectographe est minimisée.

La dernière modification est la diminution du pas inter-piste. Cette réduction permet d'améliorer le paramètre ToP . Les valeurs de pas inter-pistes étudiées, pour l'étude de la largeur des amas, sont : 180, 120, 90 et $60 \mu m$. Ces valeurs correspondent à 768, 1024, 1536 pistes par module pour les deux couches internes et 512, 768, 1024 pistes par module pour les deux couches externes.

Le tableau 6.1 récapitule les caractéristiques géométriques étudiées pour l'optimisation de la largeur des amas.

Géométrie du détecteur	Hybrid			
Couches de détections	internes		externes	
	1	2	3	4
Longueur des pistes (cm)	4,65			
Epaisseur des modules (μm)	320			
Pas inter-pistes (μm)	120-90-60		180-120-90	
ToP	2,67-3,56-5,33		1,74-2,67-3,56	

TAB. 6.1 – *Tableau récapitulatif des paramètres géométriques étudiés pour l'optimisation de la largeur des amas.*

6.2.2 Les seuils et coupures

Les seuils

Les seuils étudiés sur l'amplitude du signal des pistes sont au nombre de neuf. Ils s'étalent de 2 à 6 par pas de 0,5.

Les coupures

Les coupures étudiées sur la largeur des amas permettent de sélectionner les amas qui possèdent moins d'une, deux ou trois pistes.

6.2.3 Les types de particules étudiés

L'étude a été menée en parallèle avec deux types de simulations. Un premier type simule des traces de muons, et un deuxième type simule des événements de biais minimum.

Le travail avec les muons permet d'observer l'impact de la méthode de la largeur des amas sur l'efficacité de reconstruction des amas. Ces particules sont utilisées car elles proviennent du point d'interaction.

Dans les conditions HL-LHC, le nombre d'événements empilés lors d'une collision de paquets de proton est prévu entre 100 et 200. Ces événements sont en majorité de biais minimum. Ce sont eux qui vont saturer la bande passante à la sortie du détecteur et fournir un taux d'occupation très important. Ces événements sont donc étudiés en parallèle des événements muoniques pour caractériser le taux de réduction du taux d'occupation et de la bande passante par la méthode de la largeur des amas.

L'empilement d'événements n'est toutefois pas inclus directement dans les simulations. En effet, ces simulations ne présentent qu'une seule interaction par collision de paquet. Par contre, un facteur multiplicatif de 200 est pris en compte dans le calcul du taux d'occupation et de la bande passante afin de décrire les conditions HL-LHC.

6.3 Validation des simulations

La validation de la simulation est une étape importante. Elle permet de vérifier la compréhension et la maîtrise des simulations utilisées pour l'étude. Elle consiste à observer et comprendre les distributions des différents paramètres des amas.

Pour les distributions issues des événements de biais minimum, les paramètres vérifiés sont :

- la répartition des amas dans le détecteur
- l'impulsion transverse
- la pseudo-rapacité (η)
- l'angle d'entrée des particules dans les modules (ψ)
- le temps de vol des particules
- la corrélation entre l'impulsion transverse et l'angle ψ

Pour les distributions issues d'événements muoniques, les paramètres vérifiés sont :

- l'impulsion transverse
- l'angle d'entrée des particules dans les modules (ψ)

Pour la validation, les paramètres étudiés (présenté dans la section 6.2) sont : la géométrie hybride avec une épaisseur de modules de $320 \mu m$ et un seuil fixé à 4,5. La coupure sur la largeur des amas n'est pas appliquée pour l'approbation des simulations.

6.3.1 Observations des distributions

Répartition des amas dans le détecteur

La figure 6.4 montre une vue transverse de la répartition des amas, issus d'événements de biais minimum, au niveau du trajectographe externe. Les modules sur lesquels sont observés les amas sont distinguables et aucune zone morte n'est observable. La diminution de la densité des amas est aussi cohérente avec la distance entre le point d'interaction de la collision et les couches de détection.

Le même travail est fait dans le plan longitudinal. La figure 6.5 représente le résultat pour la couche la plus interne.

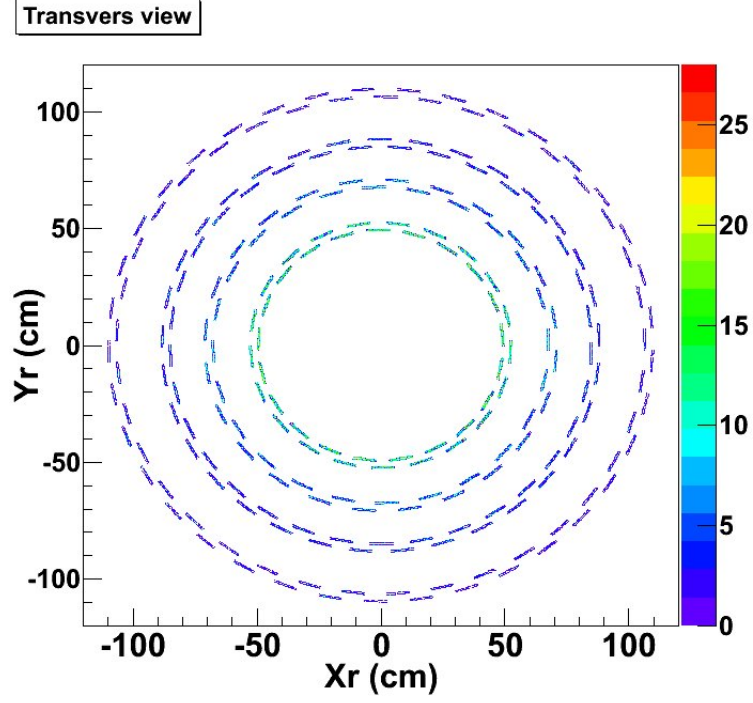


FIG. 6.4 – Répartition dans le plan transverse des amas issus d'évènements de biais minimum.

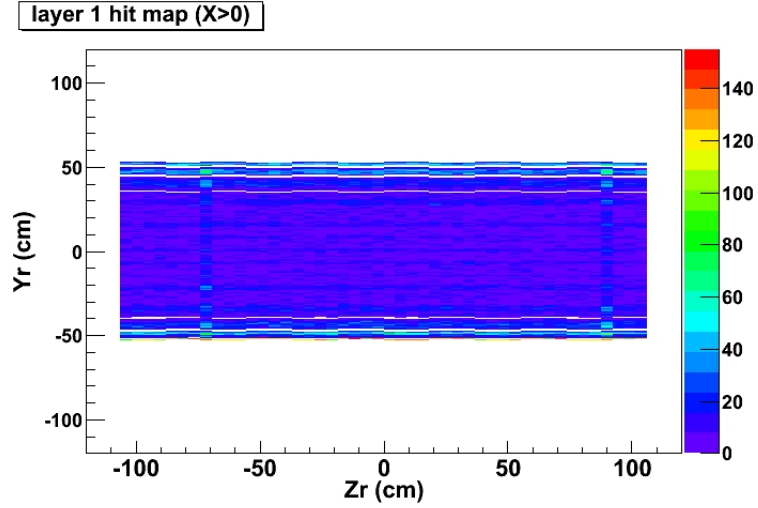


FIG. 6.5 – Répartition dans le plan longitudinal des amas issus d'évènements de biais minimum pour la couche la plus interne du trajectographe.

Distribution de la pseudo-rapacité (η) :

La figure 6.6 présente les distributions des amas en fonction de la pseudo-rapacité η de la trace simulée qui les a produit, et cela pour les quatre couches de détection. Contrairement au comportement attendu, ces distributions ne sont pas équi-réparties : elles piquent pour les angles proches de zéro.

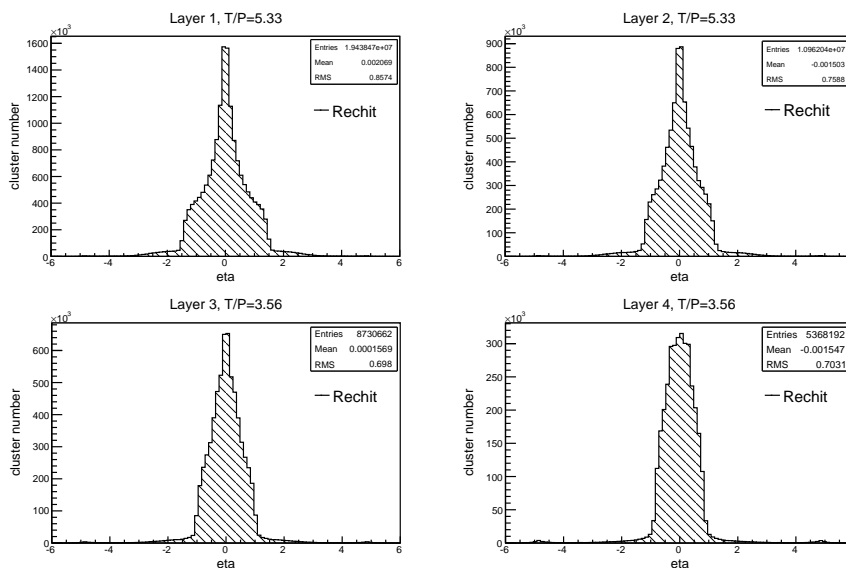


FIG. 6.6 – Distribution du nombre d’amas issus d’évènements de biais minimum en fonction de la pseudo-rapacité η , et cela séparément pour chacune des couches du trajectographe externe.

Afin de comprendre ce comportement, les distributions d’amas primaires et secondaires ont été différenciées. Les amas primaires proviennent de particules issues directement du point d’interaction des faisceaux, alors que les amas secondaires sont issus de particules émises à la suite d’une interaction entre une particule primaire et le détecteur. De ce fait, les traces des particules secondaires ne pointent plus en direction du point de collision des faisceaux.

Malgré l’observation des distributions de l’angle η pour les deux types d’amas (cf. figure 6.7), la forme piquée en zéro est toujours présente. Pour comprendre ce pic, les amas provenant de particules s’enroulant dans le champ magnétique et possédant un temps de présence dans le détecteur supérieur à cinq nanosecondes, ont été retirés des distributions. Le résultat de cette suppression est visible dans les distributions de la figure 6.8, où le pic est supprimé. Par contre, les distributions des amas secondaires font ressortir un creux autour de zéro. L’origine de ce phénomène n’a pas été recherché, mais il est lié au fait que les particules secondaires ne proviennent pas du

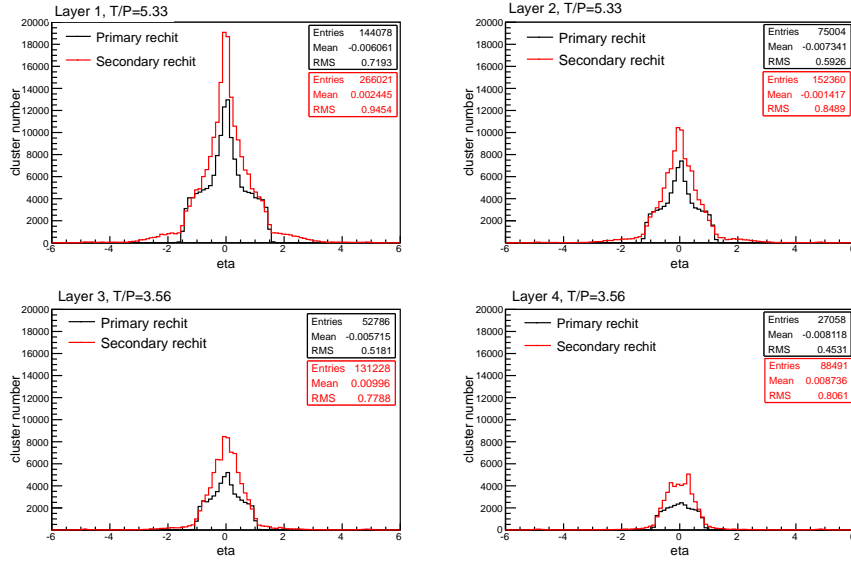


FIG. 6.7 – Distribution du nombre d’amas primaires et secondaires issus d’évènements de biais minimum, en fonction de la pseudo-rapidité η , et cela pour chacune des couches du trajectographe externe.

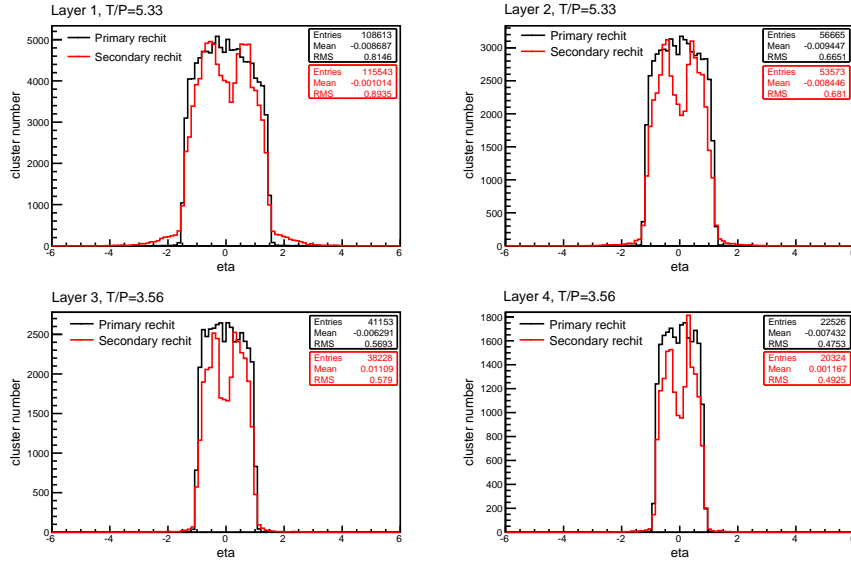


FIG. 6.8 – Distribution du nombre d’amas primaires et secondaires issus d’évènements de biais minimum et de particules qui ne s’enroulent pas autour du champ magnétique, en fonction de la pseudo-rapidité η , et cela pour chacune des couches du trajectographe externe.

point d'interaction.

Il reste une question : pourquoi les amas, issus de particules s'enroulant dans le champ magnétique, sont-ils associés à des pseudo-rapidités nulles ? Ceci est dû à la simulation. En effet, la pseudo-rapacité associée aux amas est la pseudo-rapacité de sa particules mère au point d'interaction. Or, ces particules ont une faible impulsion longitudinale donc une pseudo-rapacité proche de zéro.

Distribution en fonction du temps de vol :

La distribution des amas en fonction du temps de vol (figure 6.9) montre la limite temporelle supérieure à laquelle la reconstruction est capable d'agir, environ 50 nanosecondes. Au-delà, l'efficacité de reconstruction chute, d'où la chute des distributions du temps de vol à 50 ns . Il reste une réminiscence au-delà de 60 ns due aux bruits de l'électronique. Dans la suite du travail, seuls les amas en deçà de 50 ns sont considérés.

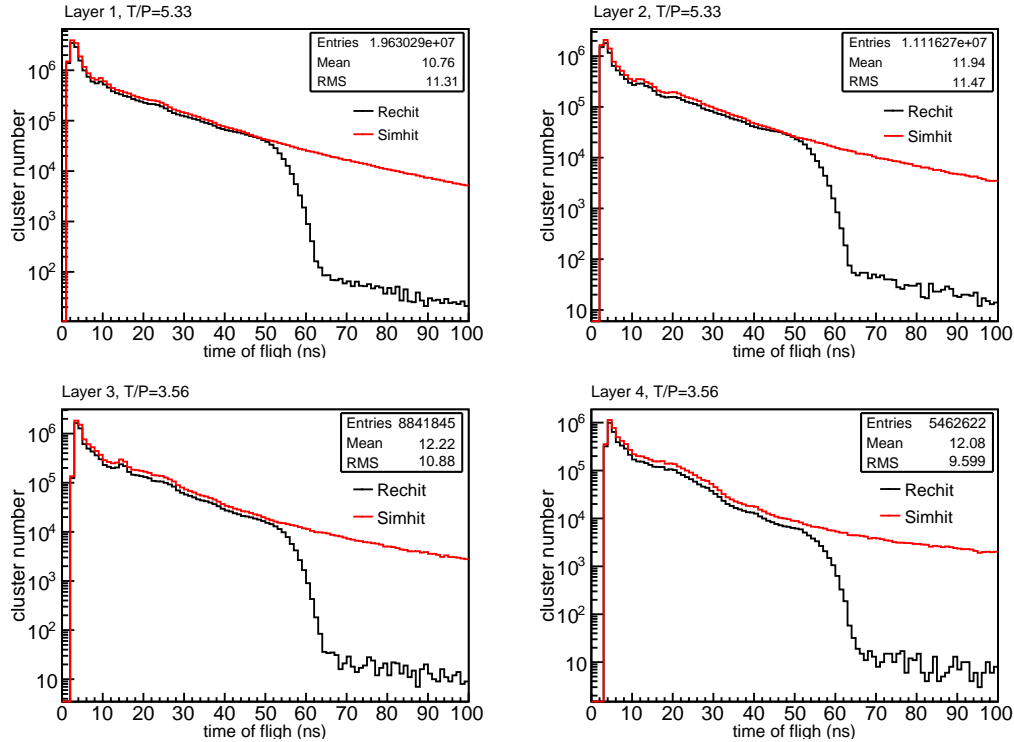


FIG. 6.9 – Distribution du nombre d'événements de biais minimum en fonction du temps de vol des particules associées aux amas, en rouge pour les amas simulés et en noir pour les amas reconstruits.

Distribution dans le repère local du module

Distribution en fonction de l'angle ψ : ψ caractérise l'angle d'entrée des particules dans les modules ; cet angle est relatif au système de coordonnées local des senseurs. Il est défini comme l'angle, dans le plan transverse d'un senseur, entre la droite normale à la surface au point d'impact de la particule incidente, et la droite tangente à la trajectoire de cette même particule incidente. L'angle ψ est assimilable à l'angle $(\theta + \beta)$ de la figure 5.5. Dans le cas des particules primaires, cette variable est corrélée à l'impulsion transverse (cf. sous-section 6.3.1).

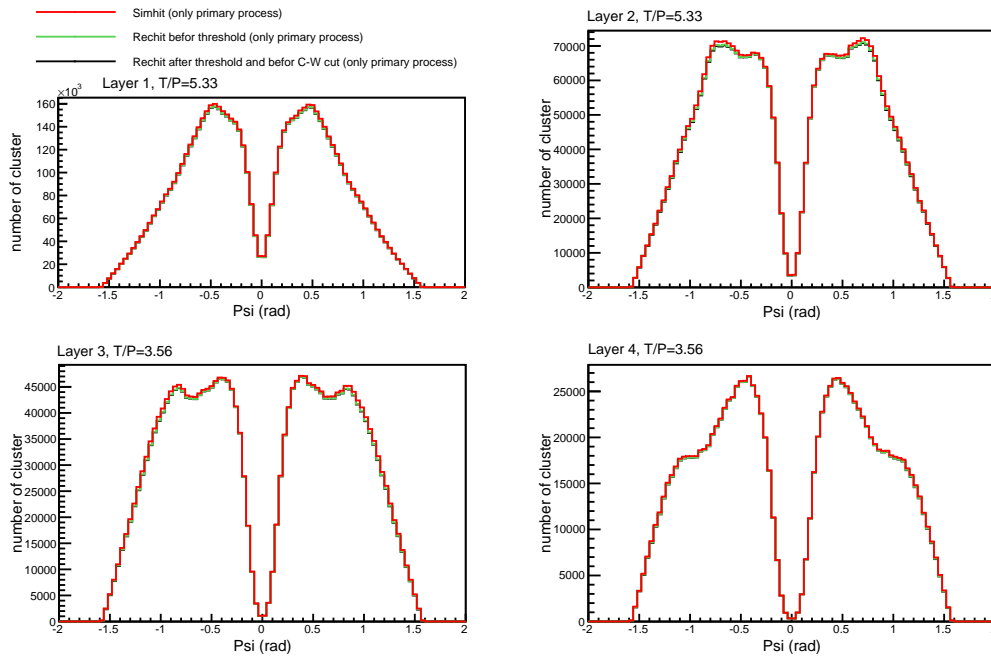


FIG. 6.10 – *Distribution des amas primaires issus d'événements de biais minimum simulés et reconstruits, avant et après l'application du seuil, en fonction de ψ pour chaque couche.*

L'angle ψ est utilisé dans cette étude pour son aspect pratique. La figure 6.12 montre la distribution des amas primaires en fonction de leur impulsion transverse ; la queue de cette distribution est peu peuplée et infinie. Cela engendre, au niveau des courbes d'efficacité, des zones d'instabilités statistiques pour les hautes énergies. De telles instabilités empêchent une bonne évaluation des performances de la méthode de la largeur des amas. A contrario, la distribution de l'angle ψ concentre l'information des hautes énergies dans un petit espace de phase autour de zéro. La faible statistique des hautes énergies est ainsi contrecarrée par la taille de cet espace des phases. Cet artefact évite les zones d'instabilités et permet donc d'évaluer correctement les

performances de l'étude.

La figure 6.10 montre les distributions de cet angle pour les amas primaires de chacune des couches.

Les distributions présentent un creux caractéristique de l'impact du champ magnétique sur les particules. En effet, les particules possédant de grandes impulsions transverses sont faiblement courbées, et ont donc un angle d'entrée dans les modules (ψ) proche de zéro. Etant donné que la distribution des amas en fonction de l'impulsion transverse est exponentiellement décroissante, le nombre d'amas de haute énergie est faible, donc le taux d'amas pour $\psi = 0$ l'est aussi. Les différentes profondeurs de ces creux sont dues à l'éloignement des couches par rapport au point d'interaction. Il y a moins de particules qui traversent perpendiculairement les senseurs des couches les plus éloignées car le champ magnétique a agit plus longtemps sur elles et les a donc plus déviées.

L'accord entre les distributions simulées et reconstruites est très bon, cela est le résultat de l'efficacité de reconstruction des amas primaires.

Distribution des paramètres physiques associés aux amas

Distribution des impulsions transverses : Les figures 6.11 à 6.15 montrent les performances de la reconstruction des amas issus d'évènements de biais minimum, et cela séparément pour chacune des couches de détection.

La forme des distributions des amas reconstruits coïncident avec celles des amas simulés; l'écart entre ces deux types de courbes est dû à l'efficacité de la reconstruction des amas secondaires. Sur les figures apparaît un pic à l'abscisse -1, ce dernier est un artefact de la simulation car elle associe, par défaut, aux amas secondaires, dont l'impulsion transverse est trop faible, cette valeur. La forme non triviale des distributions est le résultat de la superposition des amas primaires et secondaires. L'observation séparée des distributions de ces amas permet de comprendre ce comportement. En effet, la figure 6.12 montre les distributions des amas primaires où la décroissance exponentielle est parfaitement reconstruite. La figure 6.13 présente les distributions des amas secondaires séparément pour chacun des processus qu'ont subi les particules. Cette figure explique en partie la forme des distributions de l'impulsion des amas secondaires. La figure 6.14 présente le nombre intégré d'amas secondaires en fonction des différents processus de productions.

Les distributions des amas primaires, en fonction de l'impulsion transverse présentée dans la figure 6.15, ne sont pas superposables pour les quatre couches de détecteur. Un effet de géométrie du détecteur en est à l'origine. Les différentes couches ne couvrent pas le même angle solide vis-à-vis du point d'interaction. La couche la plus interne détecte les particules qui sont présentes dans un angle en η compris entre $-1,4$ et $1,4$, alors que la dernière couche a un angle compris entre $-0,9$ et $0,9$. En contraignant les distribu-

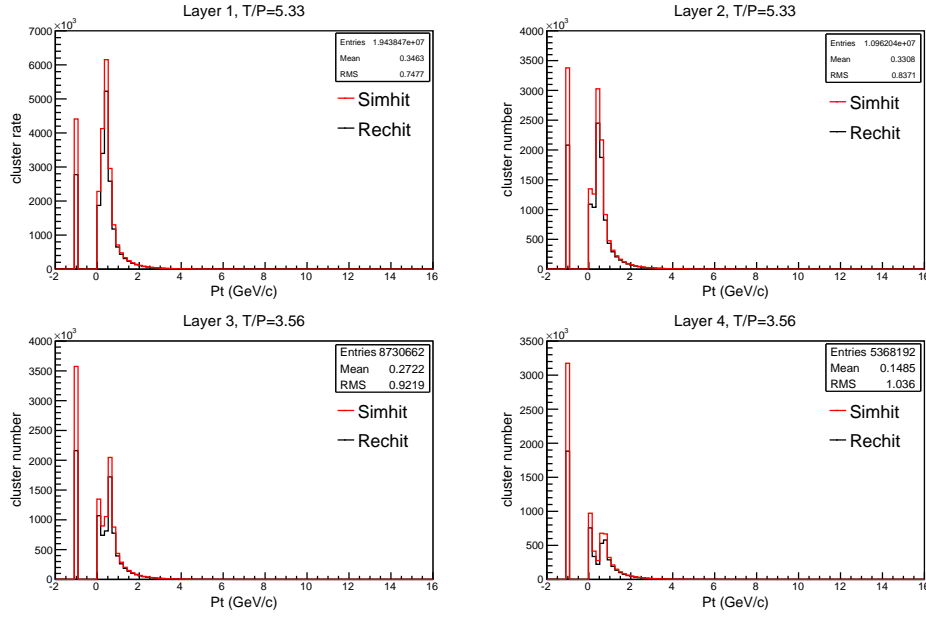


FIG. 6.11 – *Distribution des amas issus d'événements de biais minimum en fonction de leurs impulsions transverses, en rouge simulés et en noire reconstruits.*

tions des différentes couches à un même angle η , les courbes se superposent bien comme attendu (cf. figure 6.15). Les coupures sur l'impulsion transverse minimum, causées par les différentes distances des couches de détections au point d'interaction, sont aussi visibles.

Les figures 6.16 et 6.17 montrent les mêmes distributions, mais pour les simulations de muons. Les simulations de muons ont été produites avec pour contrainte une équirépartition en impulsion transverse. Cette répartition est visible sur la figure 6.16. En revanche, un pic aux basses impulsions est observable. Il est dû aux particules de basses impulsions transverses qui se retrouvent piégées au sein du détecteur par le champ magnétique. De ce fait ces particules créent un nombre d'amas important et présentent des temps de vol longs. La figure 6.17 présente les mêmes distributions que la figure 6.16, mais avec une coupure sur les amas issus de particules volant plus de cinq nanosecondes dans le détecteur. Le pic est ainsi supprimé.

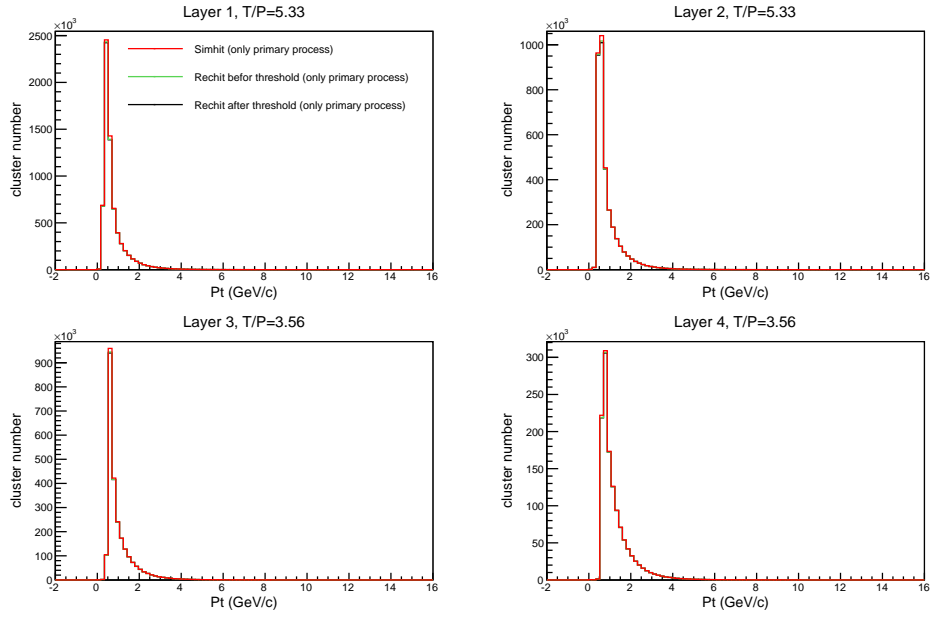


FIG. 6.12 – *Distribution des amas primaires issus d'évènements de biais minimum, en fonction de leurs impulsions transverses, simulés (rouge) et re-construits (noir).*

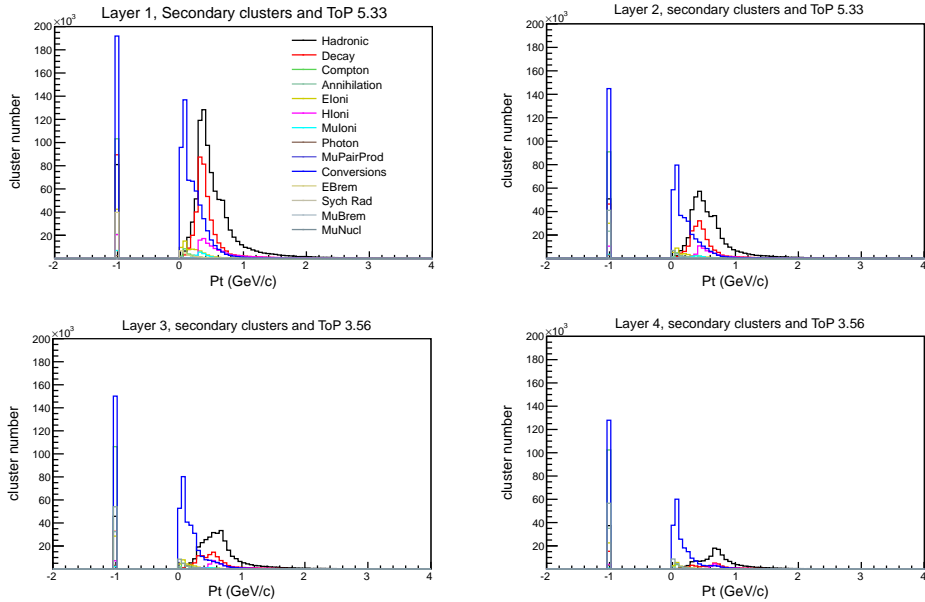
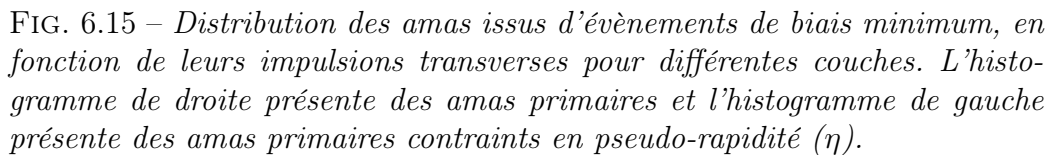
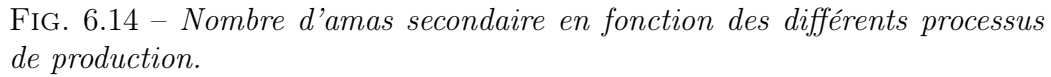


FIG. 6.13 – *Distribution des amas secondaires issus d'évènements de biais minimum en fonction de leurs impulsions transverses. Les différentes couleurs représentent les différents processus à l'origine des particules.*



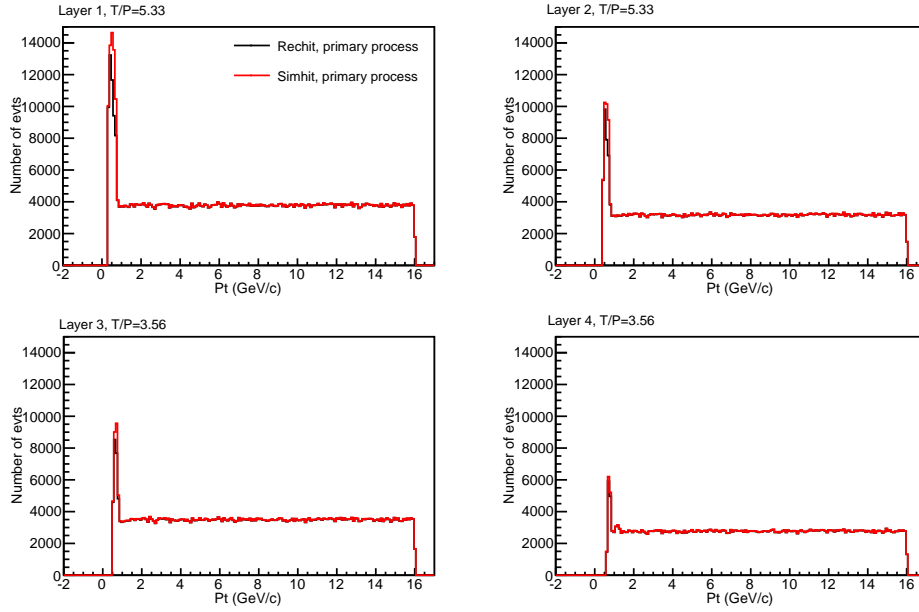


FIG. 6.16 – *Distribution des amas primaires, issus de muons, en fonction de leurs impulsions transverses, simulées en rouge, et reconstruites en noir.*

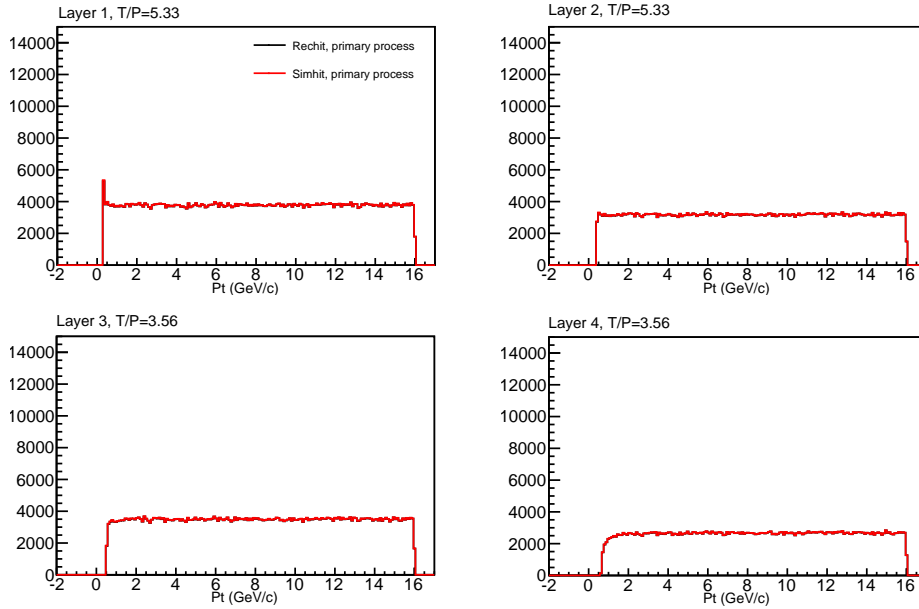


FIG. 6.17 – *Distribution des amas primaires, issus de muons, simulés en rouge et reconstruits en noir en fonction de leurs impulsions transverses. Ici, les muons enroulés autour du champ magnétique sont ôtés, d'où la suppression du pic aux basses impulsions transverses.*

Corrélation entre paramètres

Corrélation P_t - ψ : L'observation de l'impulsion transverse P_t en fonction de l'angle d'entrée dans les modules ψ des amas permet de vérifier la corrélation entre ces deux paramètres. Cette corrélation existe pour les amas primaires mais pas pour les amas secondaires. La figure 6.18 montre ce comportement : les diagrammes de la colonne de gauche, représentant les amas primaires, présentent une corrélation entre P_t et ψ . En revanche, les diagrammes de la colonne de droite, représentant les amas secondaires, ne présentent pas de corrélation entre P_t et ψ ; pour chaque valeur de l'impulsion transverse il y a une equi-répartition des amas en fonction de ψ . Ce comportement est attendu puisque les amas secondaires sont issus de particules qui ne proviennent pas du point de collision.

En regardant plus en détail la corrélation P_t - ψ des amas primaires à basse impulsion transverse, un *continuum* apparaît. Ce phénomène est dû aux particules s'enroulant autour du champ magnétique ; en retirant ces particules de la simulation, le *continuum* disparaît (cf. figure 6.19). Dans la figure 6.19, les amas issus de particules neutres et chargées sont séparés. En effet, les amas issus des particules neutres ne présentent pas non plus de corrélation entre P_t et ψ . Ces amas, de couleur rose sur la figure, sont peu nombreux.

La figure 6.19 montre aussi l'influence de l'éloignement des couches sur l'impulsion transverse que les particules doivent avoir pour les atteindre. Ce seuil est proche de $0,3 \text{ GeV}.c^{-1}$ pour la couche interne, alors qu'il est de $0,6 \text{ GeV}.c^{-1}$ pour la couche externe. L'effet du champ magnétique sur les particules en fonction de la couche de détection est aussi visible. En effet, l'écart entre les amas à ψ négatifs et à ψ positifs augmente avec l'éloignement des couches. Une dernière observation peut être faite sur la dispersion de l'angle ψ pour une impulsion transverse donnée. Cette dispersion diminue avec l'éloignement des couches ; cela est dû à l'augmentation de la résolution sur l'impulsion transverse avec l'éloignement des couches.

6.3.2 Approbation des simulations

Les distributions vérifiées précédemment montrent la maîtrise des simulations, aussi bien du point de vue des formes des distributions que du point de vue de la chaîne de reconstruction.

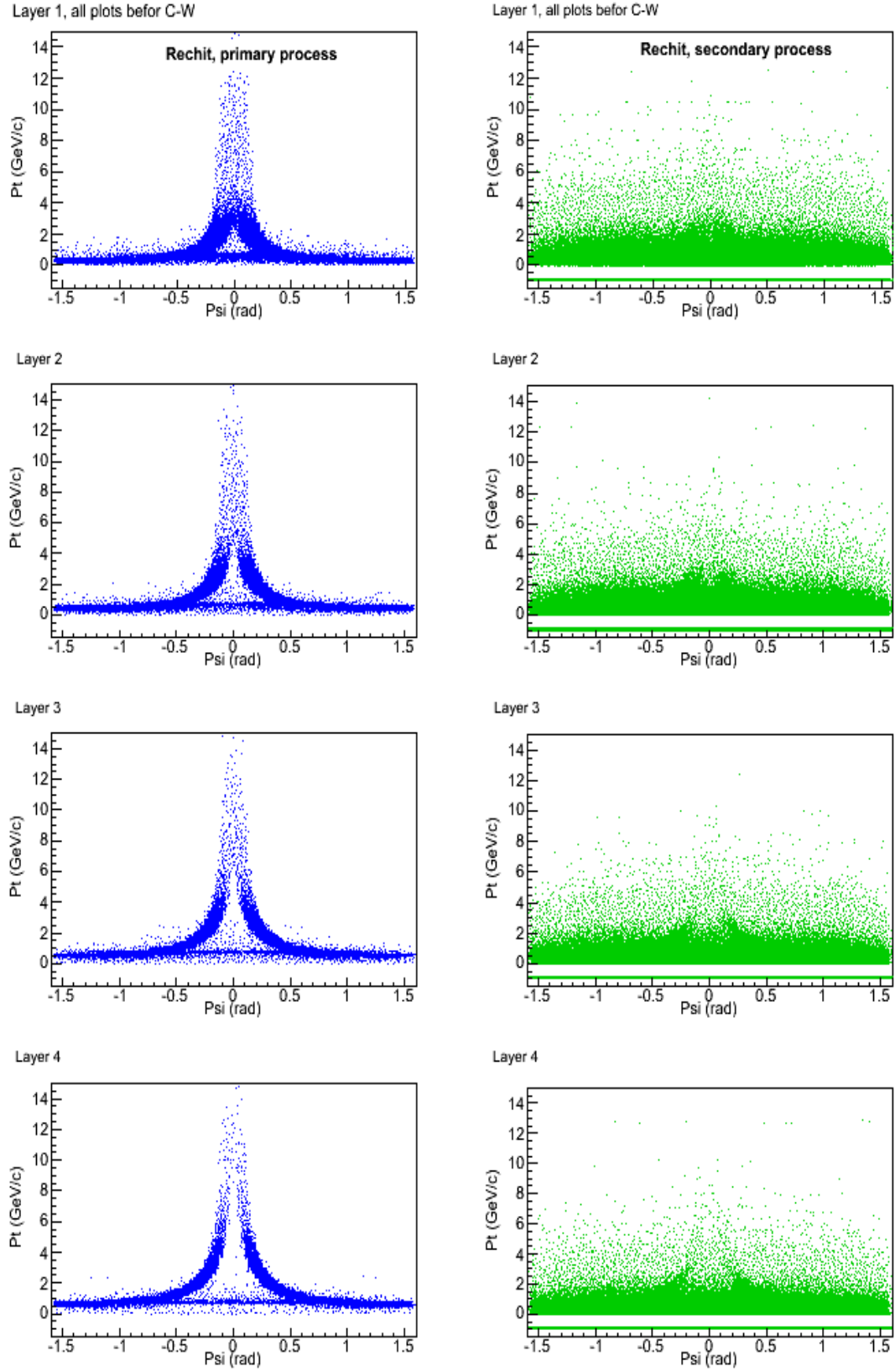


FIG. 6.18 – Distribution des amas primaires, en bleu, et secondaire, en vert, issus d'événements de biais minimum reconstruits, en fonction de ψ pour chaque couche.

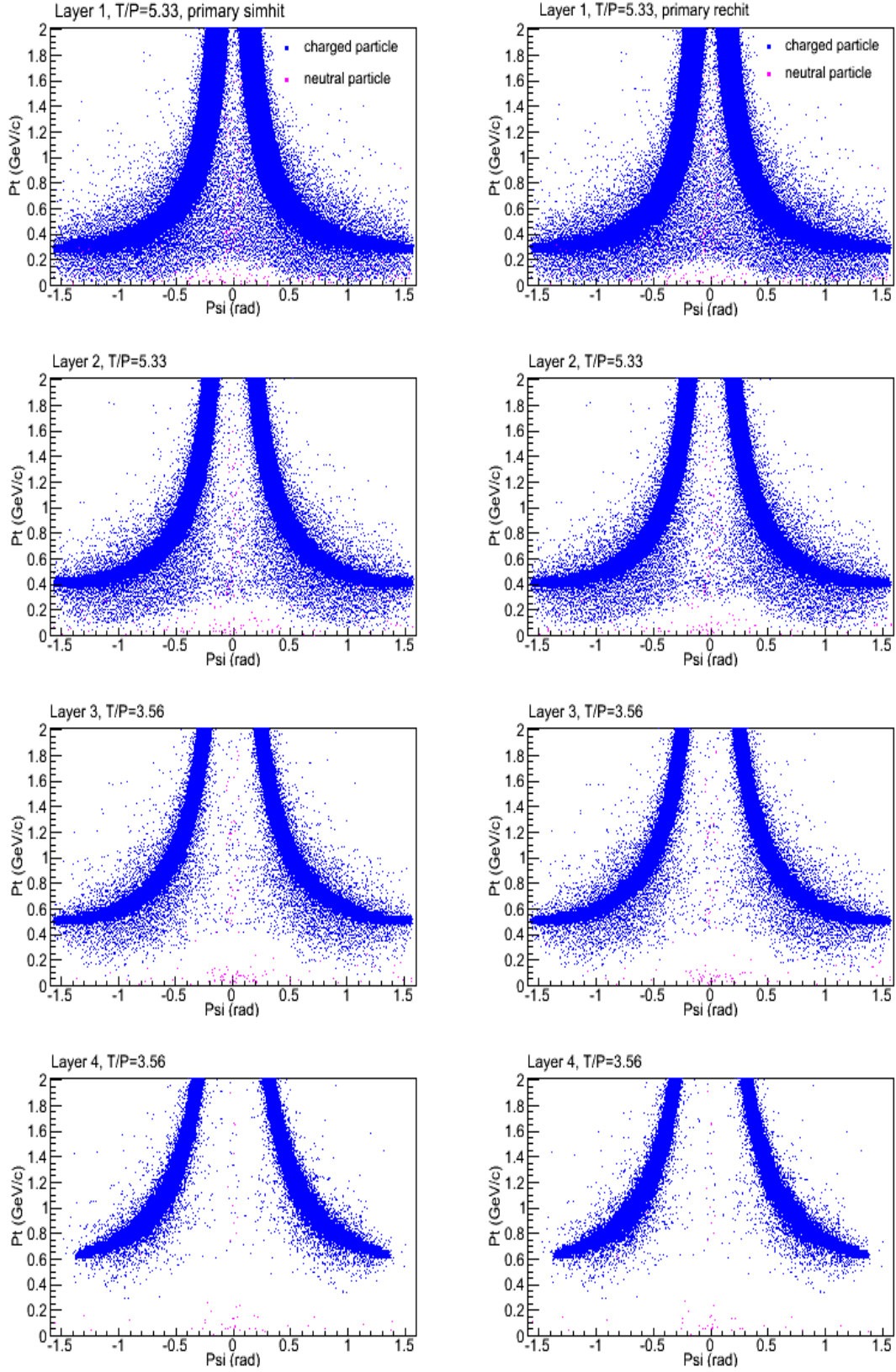


FIG. 6.19 – Distribution, agrandie entre 0 et $2 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$, des amas primaires issus d'événements de biais minimum simulés (colonne de gauche) et reconstruits (colonne de droite), en fonction de ψ pour chaque couche.

6.4 Les études menées

Le travail présenté dans ce paragraphe a pour objectif de valider et d'optimiser l'utilisation de la méthode de la largeur des amas. La sélection des amas doit être contrôlable en fonction de l'impulsion transverse. Elle doit aussi permettre de réduire la bande passante afin que le flux de données envoyé aux cartes électroniques soit acceptable. Le taux d'occupation du trajectographe doit aussi rester bas pour que les algorithmes de reconstruction soient utilisables.

Les différents paramètres pris en compte lors de cette étude et introduits dans la section 6.2, sont : l'épaisseur des modules, le pas inter-piste, le seuil et la coupure sur la largeur des amas.

L'étude de la largeur des amas est subdivisée en trois parties. La première consiste à restreindre l'espace des phases, du seuil et des coupures étudiés, en observant la largeur des amas, aussi bien pour les événements de muons, que pour les événements de biais minimum. La deuxième partie étudie l'efficacité de sélection des amas pour deux zones en impulsion, la zone à basses et la zone à hautes impulsions transverses respectivement appelées zone *A* et *B*. La zone *A* permet de vérifier la faible sélection des amas non intéressants dont l'impulsion transverse est comprise entre 0 et $2 \text{ GeV}.c^{-1}$. A contrario, la zone *B* permet de vérifier la sélection des amas intéressants dont l'impulsion transverse est comprise entre 10 et $16 \text{ GeV}.c^{-1}$. Cette efficacité est observée en fonction des seuils et des coupures pour tirer une tendance du meilleur couple de valeurs de ces paramètres. Cela est fait pour différentes valeurs du paramètre *ToP* ($ToP = \text{épaisseur} / \text{pas inter-piste}$). Ensuite, les valeurs des taux d'occupation et des bandes passantes sont contrôlées. La troisième partie étudie l'efficacité de sélection des amas sur tout le spectre de l'impulsion transverse et permet d'obtenir les performances de la méthode.

6.4.1 La largeur des amas

Pour des amas issus d'événements de biais minimum

L'observation des amas issus de ces événements permet de choisir la coupure sur la largeur des amas majoritairement présents dans les collisions. Le résultat, visible sur la figure 6.20 à titre d'exemple, montre leur distribution pour une valeur de seuil fixée à 4,5. La largeur des amas suit une distribution dont la valeur la plus probable est comprise entre 3 et 3,5 amas. La décroissance du nombre d'amas par couche de détection est le résultat de leur éloignement au point de collision. Il faut aussi remarquer que la moyenne des distributions diminue avec la distance entre les couches et le point d'interaction, ce qui est inattendu pour des amas primaires. Mais ici, les amas secondaires qui sont nombreux sur les couches internes, le sont aussi dans ces distributions.

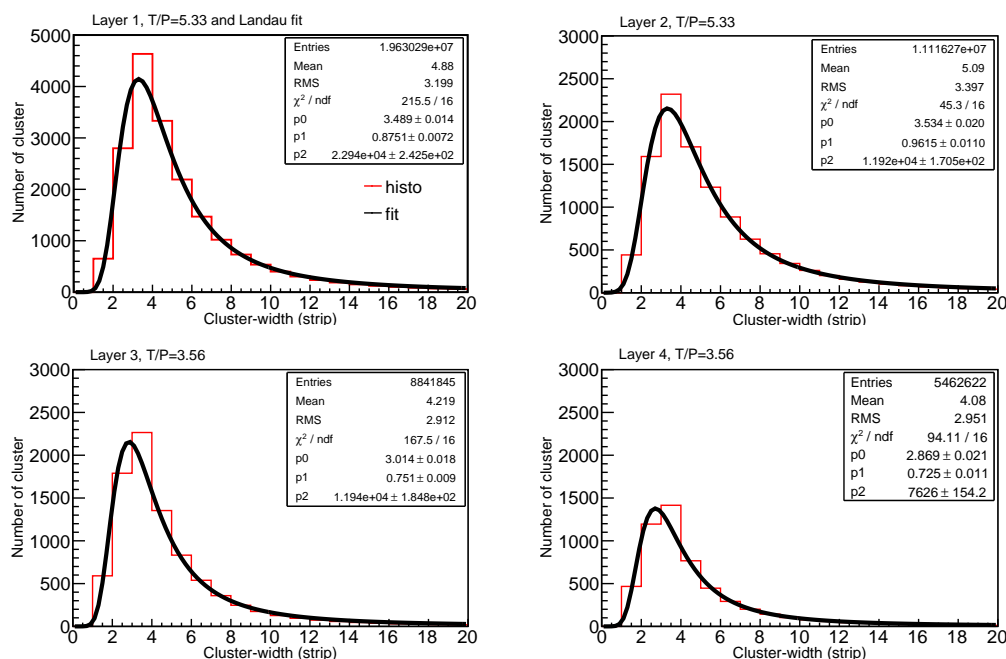


FIG. 6.20 – *Distribution de la largeur des amas issus d'événements de biais minimum et reconstruits pour un seuil de 4,5.*

L'étude des amas issus d'événements de biais minimum suggère une coupure en dessous de trois pistes pour supprimer le maximum d'amas associés à de faibles impulsions transverses. Cependant, la sélection des particules de haute impulsion avec cette coupure doit aussi être efficace.

Pour des amas issus d'événements muoniques

La figure 6.21 montre la distribution de la largeur des amas, issus des muons, pour deux valeurs de seuils extrêmes. Ces distributions sont intéressantes puisque les muons ont moins de particules secondaires que les événements de biais minimum. Les amas primaires sont donc majoritairement présents. Ainsi, la largeur de ces amas est bien corrélée à l'impulsion transverse des particules qui les ont produits. Le premier seuil est bas : $S/N = 2$; il sélectionne les amas dont le rapport signal sur bruit est supérieur à deux. Ce seuil a tendance à produire des amas larges. Le deuxième seuil est haut : $S/N = 6$, et produit des amas étroits.

La forme des distributions pour un seuil à 2 change peu selon les couches et montre qu'il est probablement trop faible. En revanche, pour un seuil à 6 la forme des distributions évolue avec les couches. De la première à la deuxième couche, la largeur moyenne des amas augmente du fait du champ magnétique. Cette même observation est faite de la troisième à la quatrième

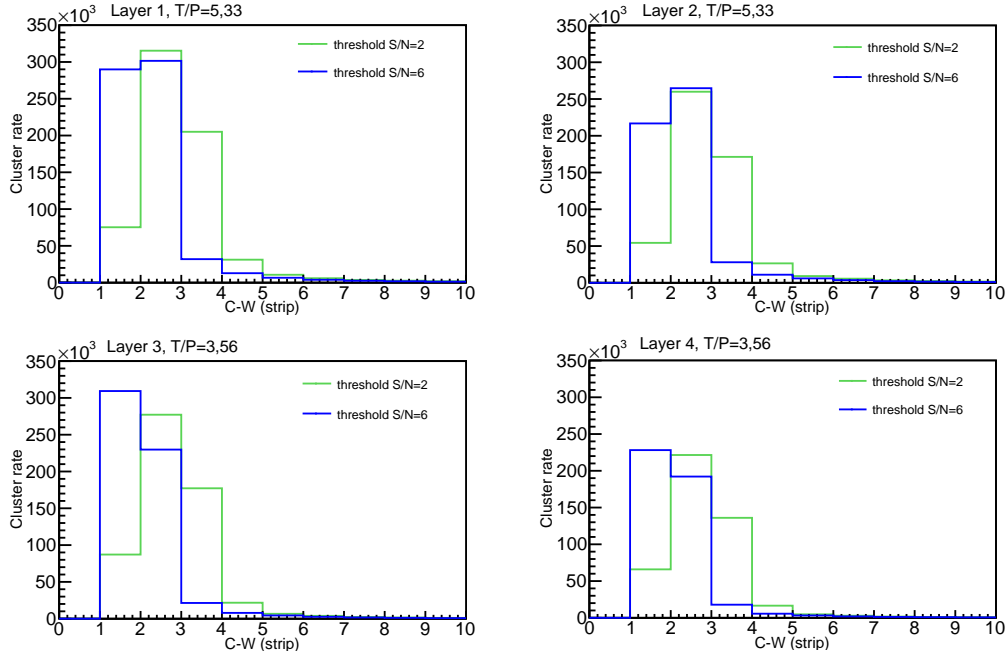


FIG. 6.21 – *Distribution de la largeur des amas issus d'événements muonique et reconstruits pour deux niveaux de seuils, en vert un seuil à 2 et en bleu un seuil à 6.*

couche. En revanche, à cause du paramètre ToP différent entre les couches internes et externes, la largeur moyenne est plus faible dans les deux couches externes que dans les deux couches internes.

Quelque soit le seuil, la plupart des amas issus de muons ont des largeurs comprises entre une et trois pistes. Ainsi, par la suite, les coupures à une, deux et trois pistes sont étudiées.

6.4.2 Les événements de biais minimum

Le deuxième pan de l'analyse consiste à étudier le comportement des événements de biais minimum en fonction des différentes valeurs de seuils, coupures et ToP . Cette section présente les études des taux d'occupation, des bandes passantes, ainsi que de l'efficacité de sélection des amas en fonction de l'impulsion transverse.

Efficacité de sélection des amas

L'efficacité de sélection des amas est observée en fonction des zones A et B en impulsion transverse, et ce pour chaque couple de paramètres : seuil, coupure. Le couple qui sélectionne le moins d'événements à basse impulsion

transverse et le plus d'événements à haute impulsion transverse est déterminé. Ce travail est appliqué pour les quatre paramètres géométriques (ToP) suivants : 1,74 - 2,67 - 3,56 - 5,33 (cf. tableau 6.2 pour avoir l'équivalence en terme de pas inter-pistes et d'épaisseur de senseur).

Ces quatre valeurs ToP ne sont pas testées indépendamment pour chaque couche de détection. Seuls trois cas, combinant deux valeurs du paramètre ToP , sont testés :

- 1^{er} cas : les deux couches internes possèdent un $ToP = 2,67$ et les deux couches externes un $ToP = 1,74$
- 2^{ème} cas : les deux couches internes possèdent un $ToP = 3,56$ et les deux couches externes un $ToP = 2,67$
- 3^{ème} cas : les deux couches internes possèdent un $ToP = 5,33$ et les deux couches externes un $ToP = 3,56$

ToP	P (μm)	ΔR (μm)
1,74	180	320
2,67	120	
3,56	90	
5,33	60	

TAB. 6.2 – Tableau d'équivalence ToP , pas inter-pistes P et épaisseur des senseurs ΔR .

Les trois figures 6.22, 6.23 et 6.24 présentent respectivement les résultats de ces trois cas. Chacune d'elles est subdivisée en deux parties comportant quatre histogrammes, une partie supérieure et une partie inférieure. Les quatre histogrammes de la moitié supérieure correspondent aux efficacités de sélection des amas pour la zone B en impulsion transverse, les valeurs sont comprises entre 10 et 16 $\text{GeV}.c^{-1}$. Les quatre histogrammes de la moitié inférieure correspondent à la zone A dont les valeurs en impulsion transverse sont comprises entre 0 et 2 $\text{GeV}.c^{-1}$. Les quatre histogrammes de chacune des deux zones A et B représentent les quatre couches de détection.

Finalement, les 3 cas présentent des comportements similaires vis-à-vis des zones en impulsion transverse, des seuils et des coupures. A haute impulsion, plus les valeurs des seuils et coupures sont grandes, plus l'efficacité est proche de un. A l'inverse, aux basses impulsions, les valeurs des seuils et coupures sélectionnent moins d'amas.

Cette étude ne fait pas ressortir un couple seuil-coupure qui optimise l'efficacité de sélection des zones A et B . Toutefois, un bon compromis correspond à l'application d'une coupure à deux pistes et l'utilisation du paramètre ToP égale à 5,33 et 3,56 (troisième cas cf. figure 6.24). Dans ce cas, les amas

associés à de basses impulsions transverses sont peu sélectionnés tout en sélectionnant les amas associés à de hautes impulsions transverses.

Au niveau des seuils, seules les valeurs égales ou inférieures à trois peuvent être exclues. En effet, il est visible, pour ces trois cas, qu'à haute impulsion transverse les efficacités de sélection sont faibles. Cela est dû au fait que de tels seuils produisent des amas larges, donc non sélectionné par la coupure et cela d'autant plus qu'elle est petite. En revanche, au-delà d'un seuil à trois, aucune des valeurs du seuil ne semble préférable aux autres. Le seuil et la coupure demeurent des paramètres d'ajustement suivant les conditions HL-LHC réelles qui seront rencontrées.

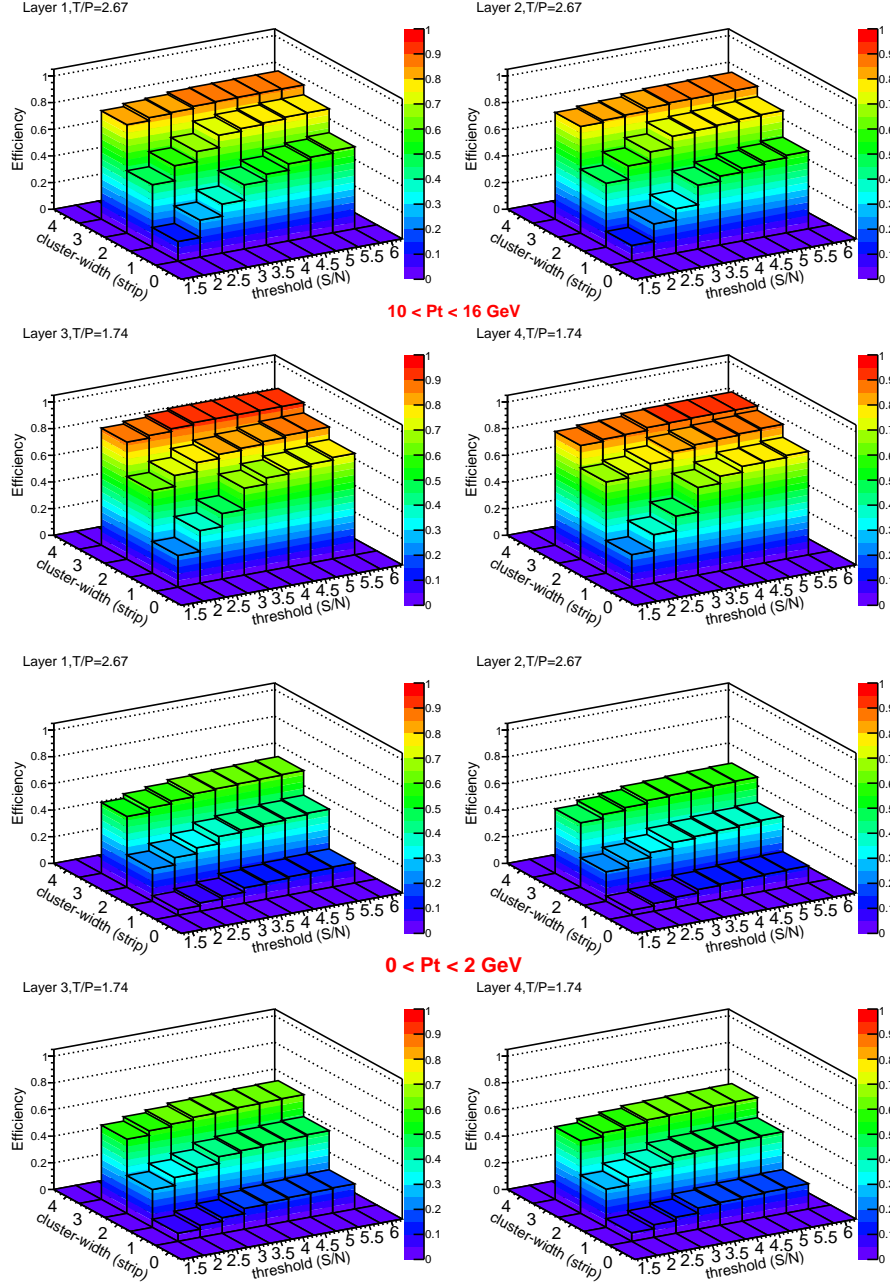


FIG. 6.22 – Efficacité de sélection des amas issus d'événements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 2,67$ et $1,74$. Les quatre figures du haut correspondent à la zone B en impulsion transverse alors que les quatre du bas correspondent à la zone A. Chacun des histogrammes représente une couche de détection.

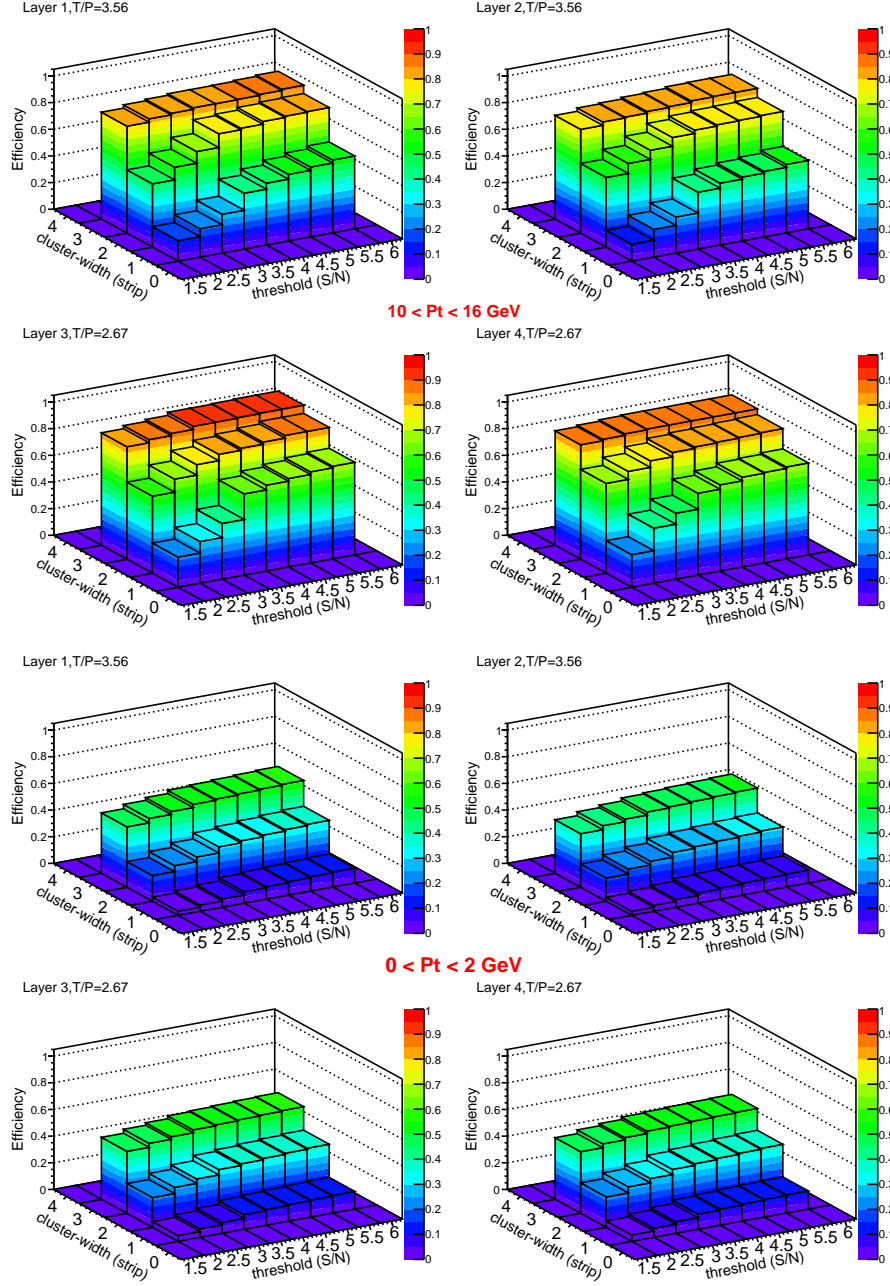


FIG. 6.23 – Efficacité de sélection des amas issus d'événements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 3,56$ et $2,67$. Les quatre figures du haut correspondent à la zone B en impulsion transverse alors que les quatre du bas correspondent à la zone A. Chacun des histogrammes représente une couche de détection.

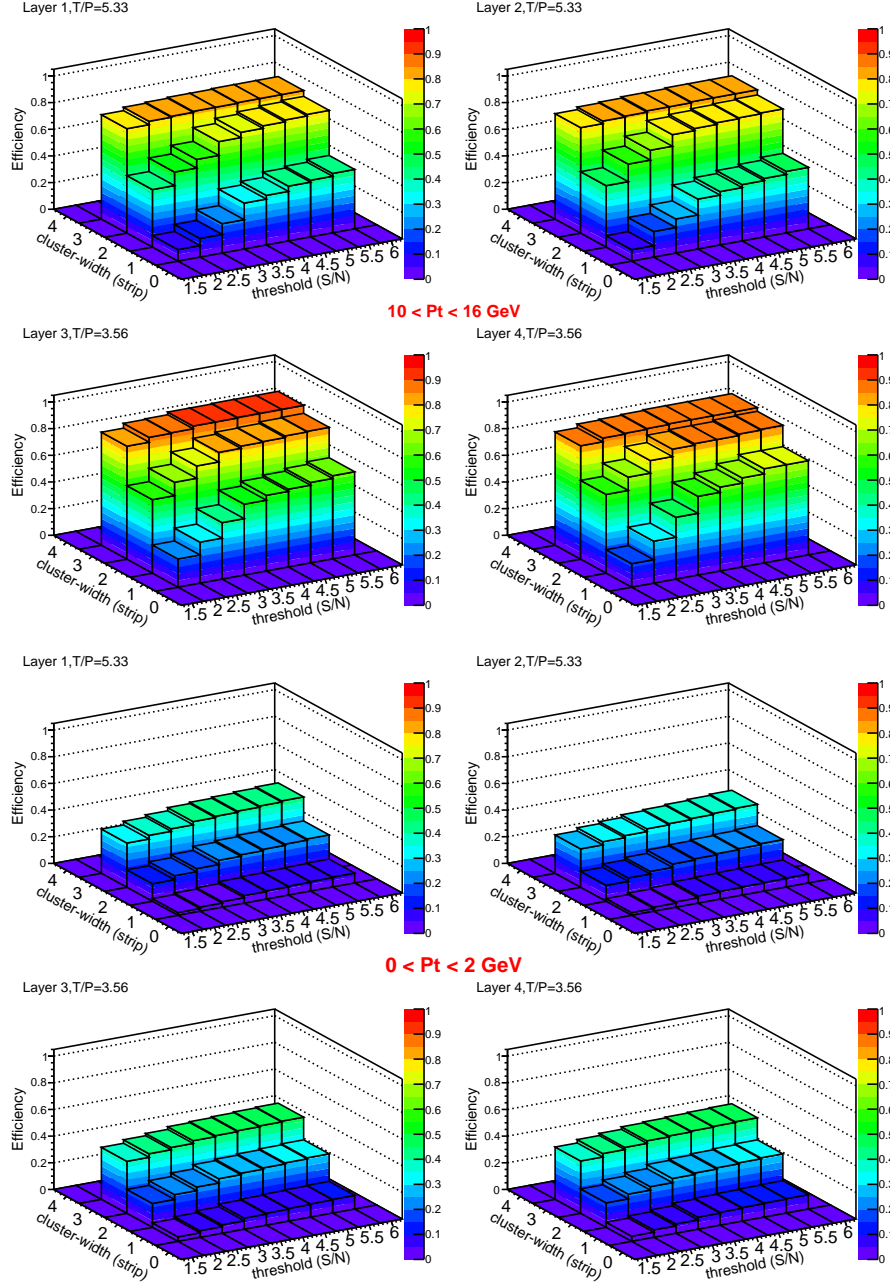


FIG. 6.24 – Efficacité de sélection des amas issus d'événements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 5,33$ et $3,56$. Les quatre figures du haut correspondent à la zone B en impulsion transverse alors que les quatre du bas correspondent à la zone A. Chacun des histogrammes représente une couche de détection.

Taux d'occupation

Le taux d'occupation est défini comme [80] :

$$Taux\ d'occupation = \frac{1}{N} \times \sum_i^N \frac{p_i}{p_{tot}} \quad (6.1)$$

Où, p_i est le nombre de pistes avec un signal par évènements, N est le nombre d'évènements simulés et p_{tot} est le nombre de pistes du détecteur.

La figure 6.25 présente les résultats du taux d'occupation par couche. Les deux histogrammes obtenus montrent l'impact de la coupure à deux pistes sur la largeur des amas. Les formes des marqueurs représentent les valeurs du paramètre ToP . Le nombre d'évènements empilés par collision de paquets qui est utilisé dans ce travail est de 200.

Le taux d'occupation avant la coupure : pour une même valeur du paramètre ToP , le taux d'occupation par couche est plus bas pour les couches externes que pour les couches internes. Ce phénomène est dû en partie au nombre de pistes plus important dans les couches externes. En effet, comme le montre l'équation (6.1), le taux d'occupation dépend du nombre de pistes avec signal (p_i) et de l'inverse du nombre de pistes de la couche étudiée ($1/p_{tot}$). Le paramètre $1/p_{tot}$ diminue bien avec l'éloignement des couches. Le paramètre p_i est plus complexe à interpréter, est-ce qu'il diminue ou augmente avec l'éloignement des couches? Du fait du champ magnétique, le nombre d'amas diminue avec l'éloignement, mais à l'inverse, le nombre de pistes par amas augmente avec l'éloignement. Par ailleurs, le taux d'occupation des amas secondaires varie suivant le rayon des couches. Il est donc difficile de conclure. Pour une même couche, le taux d'occupation est plus bas quand le paramètre ToP est grand. Ce phénomène est d'autant plus important pour les couches internes. Finalement, l'impact du seuil sur le taux d'occupation est assez faible, il diminue naturellement quand le seuil augmente.

Le taux d'occupation après la coupure : il diminue globalement par rapport à avant la coupure. Le paramètre ToP a un impact plus important ; pour une même couche, l'écart relatif des taux d'occupations de différents ToP est plus grand après qu'avant la coupure. L'effet de diminution du taux d'occupation avec le nombre de pistes des couches s'efface au profit de l'effet du ToP . Les seuils ont cependant un impact plus important. Après la coupure, ces derniers ont un comportement opposé à leur comportement d'avant la coupure. Plus les seuils sont hauts, plus le taux d'occupation est haut. Ce comportement est dû à la combinaison du seuil et de la coupure, les seuils

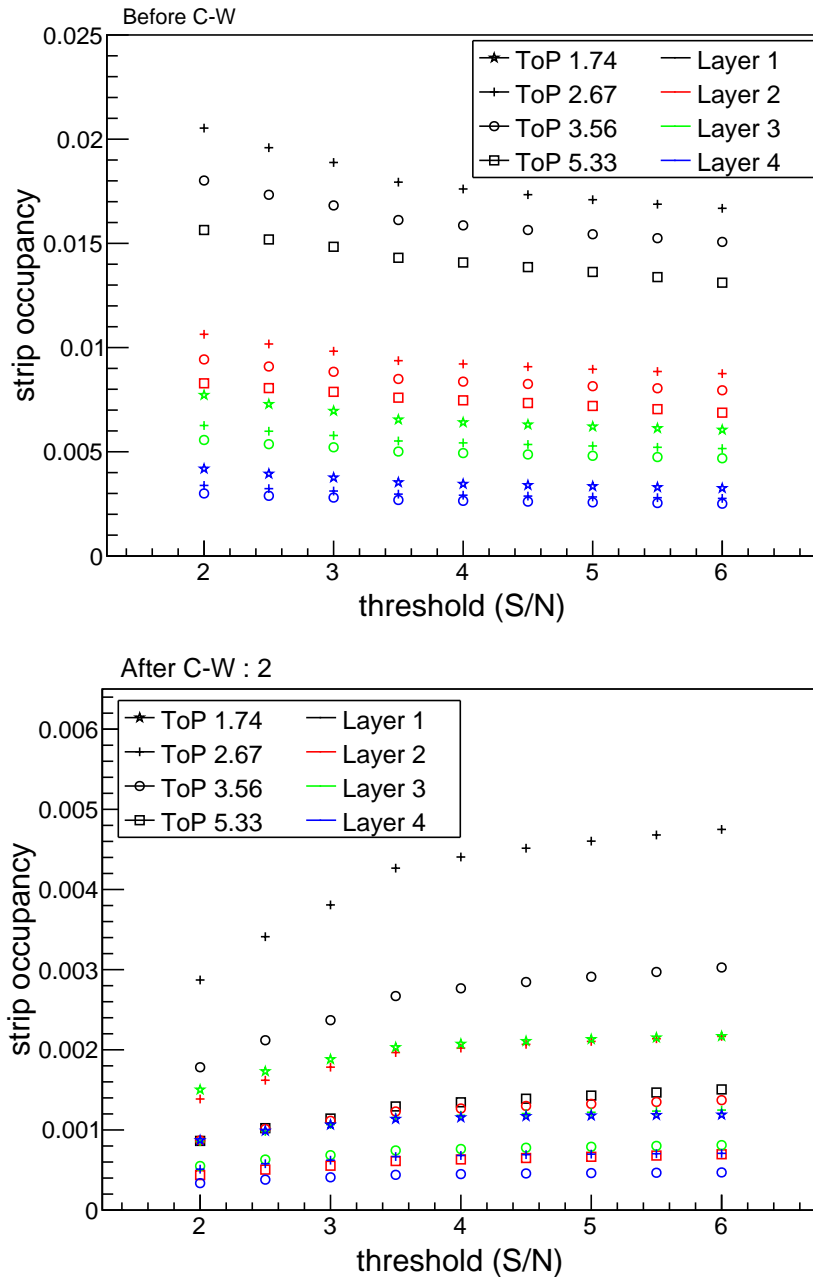


FIG. 6.25 – Distribution du taux d'occupation en fonction des seuils, avant la coupure en haut et après la coupure en bas. Les formes des marqueurs représentent les différentes valeurs de ToP alors que les couleurs représentent les quatre couches de détection.

bas ayant tendance à produire des amas larges. Or, la coupure agit sur ce point et supprime ces amas.

Bande passante

Le flux de particules est définie comme le nombre d'amas à extraire du détecteur, par seconde et par unité de surface :

$$\text{flux de particules} = \frac{f_c}{S \cdot N} \times \sum_i^N c_i \quad (6.2)$$

Où, f_c est la fréquence de collision, S est la surface de détection (cf. tableau 6.3), N est le nombre d'évènements simulés et c_i est le nombre d'amas par évènements. Ainsi définie, le flux de particules s'exprime en amas par centimètre carré. Pour passer à la bande passante, cette unité doit être convertie en unité de *bits* par centimètre carré, l'équation précédente doit être multipliée par un facteur de conversion. Ce facteur est le nombre de *bits* nécessaire pour coder un amas. Dans le cas d'une hypothèse optimiste, un amas peut être codé sur 30 *bits*.

Couche de détection	1	2	3	4
Surface (cm^{-2})	87897,66	100454,46	138124,89	154867,30

TAB. 6.3 – Tableau des surfaces de détection active de chacune des couches.

Les conditions de faisceaux utilisées sont :

- fréquence de collision des paquets de 20 *MHz*
- empilement de 200 évènements par collision de paquets

La figure 6.26 présente les résultats obtenus pour les différents paramètres *ToP* en fonction des seuils. L'histogramme du haut est le résultat avant la coupure sur la largeur des amas et l'histogramme du bas montre les résultats après la coupure.

Le flux de particules avant la coupure : il ne dépend quasiment pas du paramètre *ToP* et du seuil. En revanche, le nombre total de pistes par couche et le nombre d'amas par couche interviennent, comme le montre l'équation (6.2), au travers des paramètres S et c_i . Plus les couches sont éloignées du point d'interaction, plus le paramètre $1/S$ diminue. De même, plus les couches sont éloignées du point d'interaction, plus leur nombre d'amas est faible. Le facteur 6 entre la couche interne et la couche externe est donc dû au champ magnétique, à la fraction d'amas secondaires, et à la géométrie du détecteur.

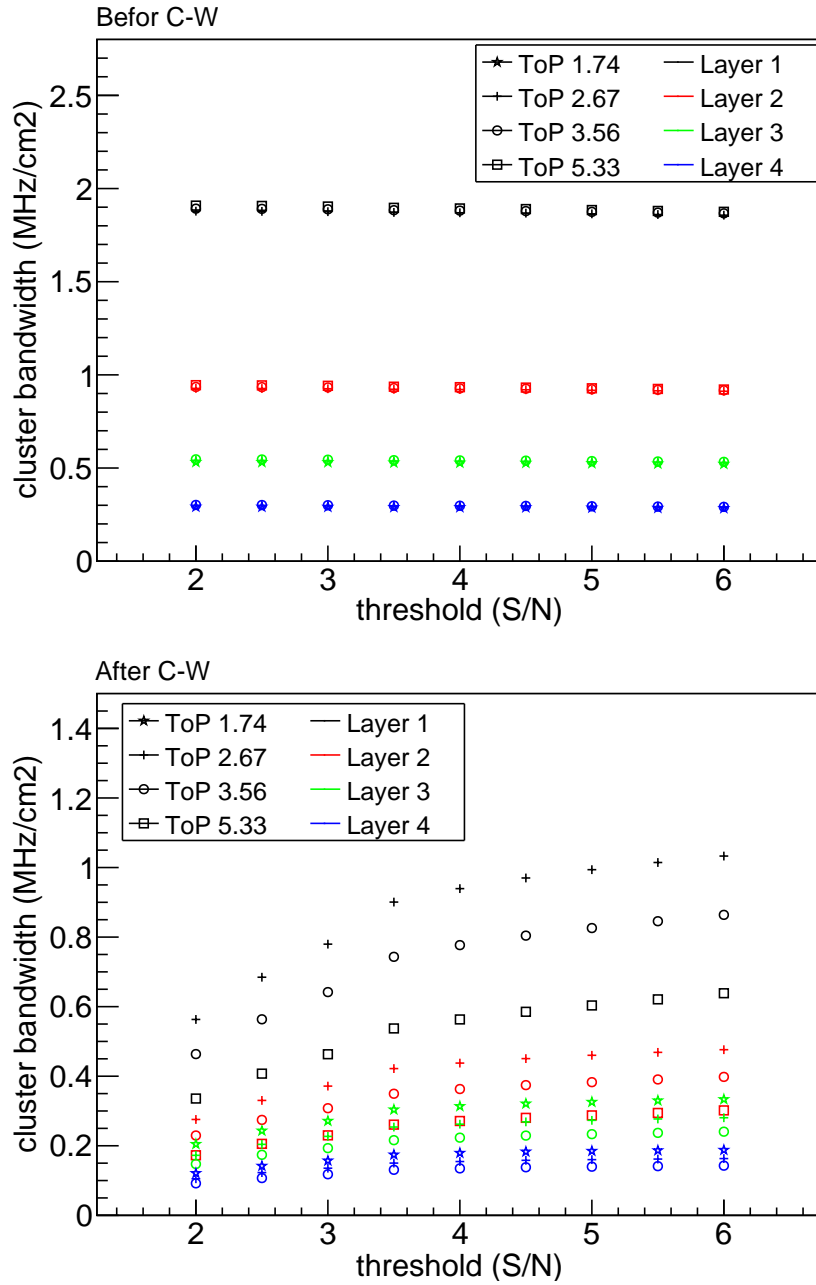


FIG. 6.26 – Distribution du flux de particules en fonction des seuils, avant la coupure en haut et après la coupure en bas. Les formes des marqueurs représentent les différentes valeurs de ToP alors que les couleurs représentent les quatre couches de détection.

Le flux de particules après la coupure : le paramètre ToP a, dans ce cas, un impact sur la bande passante. En effet, la flux de particules dépend de la coupure, la coupure agit sur la largeur des amas et cette largeur dépend directement de ToP . L'impact de l'éloignement des couches est toujours présent mais atténué par l'impact du paramètre ToP . Finalement, les seuils ont le même impact que pour les taux d'occupations.

L'étude de l'efficacité de sélection pour les zones à basse et haute impulsion transverse (cf. § 6.4.2) a permis de rejeter les seuils compris entre 2 et 3. De plus, au vu des observations des taux d'occupations et des bandes passantes, la valeur idéale du seuil ne ressort pas de manière évidente. Les seuils les plus intéressants sont : 4 - 4,5 - 5. Finalement, un seuil de 4,5 est retenu par la suite. Le paramètre ToP optimal pour chacune des couches est en revanche observable. Pour les deux couches internes la valeur optimale est 5,33, et pour les deux couches externes la valeur est 3,56.

Tableaux de résultats

Les tableaux 6.29 présente les résultats de tous les paramètres testés. En jaune sont surlignées les configurations qui présentent les compromis les plus intéressants en fonction de l'efficacité absolue (cf. § suivant).

6.4.3 Etude de l'efficacité de sélection des amas

Cette étude est réalisée en fonction de l'angle d'entrée des particules dans les modules (ψ) et pour tout le spectre en impulsion transverse. Elle permet de compléter l'étude sur les deux zones A et B . Le seuil et la coupure optimale utilisés dans ce travail, et déterminés précédemment, sont respectivement de 4,5 et de 2 pistes. Le paramètre ToP est lui fixé à 5,33 pour les deux couches internes et 3,56 pour les deux couches externes.

Les observations sur les événements de biais minimum permettent de confirmer le choix des valeurs des paramètres. En effet, l'observation de l'efficacité de sélection des amas (cf. figure 6.30) montre bien la suppression des amas primaires issus de particules de basses impulsions transverses ou de grands angles d'incidences sur les module (ψ). Les amas primaires issus de traces de hautes impulsions transverses ou de petits angles d'incidences sont en revanche conservés. Les intervalles d'impulsions transverses et d'angles ψ présents entre les efficacités nulles et les efficacités de 100 % sont assez étroits : de 1 à 2 $GeV.c^{-1}$ et de 0,4 à 0,5 rad . Les courbes d'efficacité montre aussi l'impact différent du seuil sur les amas primaires et secondaires. Les amas secondaires présentent, avant coupure, un plateau d'efficacité de l'ordre de 80 %, alors que pour les amas primaires le plateau est proche des 100 %. Après la coupure, se plateau d'efficacité descend à 65 % en fonction de l'angle ψ et à 40 % en fonction de l'impulsion transverse. Cette différence entre plateaux

est du au fait que les impulsions transverses des amas secondaires sont mal associé. Le plateau d'efficacité à 40 % est un effet de moyenne.

En parallèle, l'observation des muons montre des résultats similaires (cf. figure 6.31). Les amas primaires de basses impulsions et de grands angles d'incidences sont supprimés, alors que pour les hautes impulsions et petits angles d'incidences ils sont conservés.

6.5 Les résultats

La méthode de la largeur des amas a montré au fil de ce travail ses capacités et ses performances. Les paramètres ont été optimisés dans cette optique et sont résumés dans le tableau 6.4. Ce tableau présente les choix de la coupure et de la configuration géométrique qui maximisent les performances de la méthode.

couches	1	2	3	4
épaisseur senseur (μm)	320			
nb. de pistes / senseur	1512	1512	1024	1024
longueur des pistes (cm)	4,76			
nb. de pistes	3096576	3538944	3244032	3637248
pas inter-piste (μm)	60	60	90	90
ToP	5,33	5,33	3,56	3,56
seuil	4,5			
coupure (nb. de pistes)	2			

TAB. 6.4 – *Tableau récapitulatif des paramètres optimaux pour la méthode de la largeur des amas.*

La réduction du taux d'occupation et de la bande passante, résumée dans le tableau 6.5, permettent aussi d'éviter la saturation du système de déclenchement. Finalement, la performance de 1 à 2 $\text{GeV}.c^{-1}$ de dispersion est très encourageante pour l'avenir de cette méthode.

6.6 Conclusions et perspectives

La sélection des amas suivant leur largeur permet bien de réduire leur nombre avec une bonne efficacité au-delà de 1 à 2 $\text{GeV}.c^{-2}$. La bande-passante entre le trajectographe et les cartes de déclenchements, et le taux d'occupation du trajectographe sont ainsi réduit en tenant compte de l'impulsion transverse des particules.

	Couches	Après seuil (pistes)	Après seuil (amas)	Après coupure (amas)
Taux d'occupation	1	13,86	2,68	0,83
	2	7,34	1,32	0,40
	3	4,87	1,15	0,49
	4	2,61	0,63	0,29
Flux de particules ($MHz.cm^{-2}$)	1	9,77	1,89	0,59
	2	5,17	0,93	0,28
	3	2,29	0,54	0,23
	4	1,23	0,30	0,14
Bande passante ($Gbit.s^{-1}.module^{-1}$)	1	\emptyset	5,05	1,58
	2	\emptyset	2,47	0,75
	3	\emptyset	1,44	0,61
	4	\emptyset	0,80	0,37
Taux de réjection (%)	1	\emptyset	n/a	31
	2	\emptyset	n/a	30
	3	\emptyset	n/a	43
	4	\emptyset	n/a	47

TAB. 6.5 – Tableau récapitulatif des taux d'occupation et des bandes passantes optimales. Le taux de réjection est ici défini comme le nombre d'amas après la coupure, rapporté au nombre d'amas après le seuil (multiplié par 100 %).

Afin d'améliorer les résultats de la méthode de la largeur des amas, d'autres études sont à prévoir. Voici une énumération des points les plus importants :

- Le seuil appliqué sur l'amplitude du signal peut être revu. L'application d'un seuil sur la différence de signal entre deux pistes contiguës pourrait peut-être améliorer les résultats.
- La coupure pourrait être ajustée en fonction de la pseudo-rapidité.
- L'application de méthode de la largeur des amas aux bouchons du trajectographe (TEC) devra être étudiée.
- En plus de la méthode de la largeur des amas, des modules dits *Pt-modules* [81, 82, 83] peuvent être utilisés pour réduire encore plus la bande-passante et permettre un seuil en impulsion transverse plus précis et plus élevé. Ces modules sont constitués de deux couches de senseurs écartées de quelques millimètres entre lesquels des coïncidences d'amas peuvent être détectées. Ces coïncidences permettent alors de déduire l'impulsion transverse de la particule à l'origine des amas et donc de les sélectionner avec un plus grand bras de levier que la méthode de la largeur des amas.

Bandwidth at 20 MHz and 200 pile-up										Occupancy, 200 pile-up			
threshold	layer	# APV / module	# module / rod	# rods / TOB length	# module / TOB length	# rod / layer	# strip / layer	# strip / layer	active detection surface (cm ²)	Cluster		Strip	
										before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)	before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)
3	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.88	0.78	6.65	1.34	5.32	2.21
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.93	0.37	3.46	0.63	2.63	1.05
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.53	0.27	1.63	0.44	2.26	1.16
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.16	0.88	0.25	1.24	0.67
3.5	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.87	0.9	6.32	1.5	5.31	2.56
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.92	0.42	3.3	0.68	2.62	1.2
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.53	0.3	1.54	0.46	2.25	1.29
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.17	0.83	0.27	1.23	0.74
4	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.87	0.94	6.2	1.55	5.31	2.67
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.92	0.44	3.25	0.71	2.62	1.24
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.53	0.31	1.51	0.49	2.25	1.34
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.18	0.81	0.27	1.23	0.76
4.5	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.87	0.97	6.11	1.59	5.3	2.75
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.92	0.45	3.2	0.73	2.61	1.28
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.53	0.32	1.48	0.5	2.25	1.37
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.18	0.8	0.28	1.23	0.78
5	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.86	0.99	6.02	1.62	5.29	2.82
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.92	0.46	3.16	0.74	2.6	1.31
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.53	0.33	1.46	0.5	2.24	1.39
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.18	0.79	0.28	1.22	0.79
5.5	1	6	42	768	1548288	12096	87897.66	1.86	1.01	5.95	1.65	5.28	2.88
	2		48	768	1769472	13824	100454.46	0.91	0.47	3.12	0.75	2.6	1.33
	3		66	512	1622016	12672	138124.89	0.52	0.33	1.44	0.51	2.23	1.41
	4		74	512	1818624	14208	154867.3	0.29	0.19	0.77	0.28	1.22	0.79

FIG. 6.27 – Tableau de valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudiées pour les cas : $ToP = 2,67 - 1,74$.

threshold	layer	# APV / module	# module / rod	# rods / TOB length	# module / TOB length	# rod / layer	# strip / module	#strip / layer	#APV / layer	active detection surface (cm ²)	Band-width at 20 MHz and 400 pile-up						Occupancy, 400 pile-up			
											Cluster		Strip		before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)	before C-W /layer (x10 ⁻³)	after C-W /layer (x10 ⁻³)	before C-W /layer (x10 ⁻³)	after C-W /layer (x10 ⁻³)
											before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)	before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)						
3	1	8				42	1024	2064384	16128	87897.66	1.88	0.64	7.9	1.11	4.02	1.37	16.82	2.37		
	2					48	1024	2359296	18432	100454.46	0.93	0.31	4.15	0.52	1.53	0.3	8.84	1.11		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.54	0.23	2.04	0.38	1.53	0.64	5.78	1.07		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.3	0.14	1.1	0.22	0.84	0.38	3.12	0.62		
3.5	1					42	1024	2064384	16128	87897.66	1.88	0.74	7.57	1.25	4.01	1.58	16.12	2.67		
	2	8				48	1024	2359296	18432	100454.46	0.93	0.35	3.99	0.58	1.98	0.74	8.49	1.23		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.54	0.25	1.94	0.41	1.53	0.72	5.52	1.16		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.3	0.15	1.05	0.24	0.84	0.43	2.97	0.67		
4	1					42	1024	2064384	16128	87897.66	1.88	0.78	7.45	1.3	4.01	1.65	15.86	2.77		
	2	8				48	1024	2359296	18432	100454.46	0.93	0.36	3.93	0.6	1.97	0.77	8.37	1.27		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.54	0.26	1.91	0.42	1.52	0.74	5.43	1.18		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.29	0.15	1.03	0.24	0.84	0.44	2.92	0.68		
4.5	1	8				42	1024	2064384	16128	87897.66	1.88	0.8	7.35	1.34	4	1.71	15.64	2.85		
	2					48	1024	2359296	18432	100454.46	0.93	0.37	3.88	0.61	1.97	0.8	8.25	1.3		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.54	0.27	1.88	0.42	1.52	0.76	5.35	1.21		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.29	0.16	1.01	0.24	0.83	0.45	2.87	0.69		
5	1					42	1024	2064384	16128	87897.66	1.87	0.83	7.25	1.37	3.99	1.76	15.44	2.91		
	2	8				48	1024	2359296	18432	100454.46	0.92	0.38	3.83	0.62	1.96	0.82	8.15	1.33		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.53	0.27	1.86	0.43	1.51	0.78	5.28	1.22		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.29	0.16	1	0.23	0.83	0.45	2.83	0.7		
5.5	1					42	1024	2064384	16128	87897.66	1.87	0.85	7.16	1.4	3.98	1.8	15.25	2.97		
	2	8				48	1024	2359296	18432	100454.46	0.92	0.39	3.78	0.63	1.96	0.83	8.05	1.35		
	3					66	768	2433024	25344	138124.89	0.53	0.28	1.84	0.44	1.51	0.79	5.21	1.24		
	4	6				74	768	2727936	28416	154867.3	0.29	0.16	0.98	0.25	0.82	0.46	2.8	0.7		

Geo 8.6 APV

Geo 8.6 APV

FIG. 6.28 – Tableau de valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudiés pour les cas : 3,56 – 2,67.

		Band-width at 20 MHz and 400 pile-up										Occupancy, 400 pile-up			
		Cluster					Strip					Cluster		Strip	
		before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)	before C-W /cm ² (MHz)	after C-W /cm ² (MHz)	active detection surface (cm ²)	# strip / module	# rod / layer	# module / TOB length	# rods / TOB length	# module / rod	# APV / module	layer	threshold	
3	1	1.9	0.46	10.45	0.8	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.94	0.23	5.55	0.38	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.19	2.45	0.32	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.3	0.12	1.32	0.19	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3
3.5	1	1.9	0.54	10.08	0.91	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.94	0.26	5.35	0.43	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.22	2.35	0.35	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.3	0.13	1.26	0.21	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3
4	1	1.89	0.56	9.92	0.95	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.93	0.27	5.26	0.45	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.22	2.32	0.36	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.3	0.13	1.24	0.21	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3
4.5	1	1.89	0.59	9.77	0.96	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.93	0.28	5.17	0.46	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.23	2.29	0.37	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.3	0.14	1.23	0.21	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3
5	1	1.88	0.6	9.6	1.01	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.93	0.29	5.07	0.47	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.23	2.26	0.37	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.29	0.14	1.21	0.22	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3
5.5	1	1.88	0.62	9.43	1.03	87897.66	1536	3096576	24192	87897.66	42	1536	3096576	24192	87897.66
	2	0.92	0.29	4.96	0.48	100454.46	1536	3538944	27648	100454.46	48	1536	3538944	27648	100454.46
	3	0.54	0.24	2.23	0.38	138124.89	1024	3244032	25344	138124.89	66	1024	3244032	25344	138124.89
	4	0.29	0.14	1.19	0.22	154867.3	1024	3637248	28416	154867.3	74	1024	3637248	28416	154867.3

FIG. 6.29 – Tableau de valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudié pour le cas : $ToP = 5,33 - 3,56$.

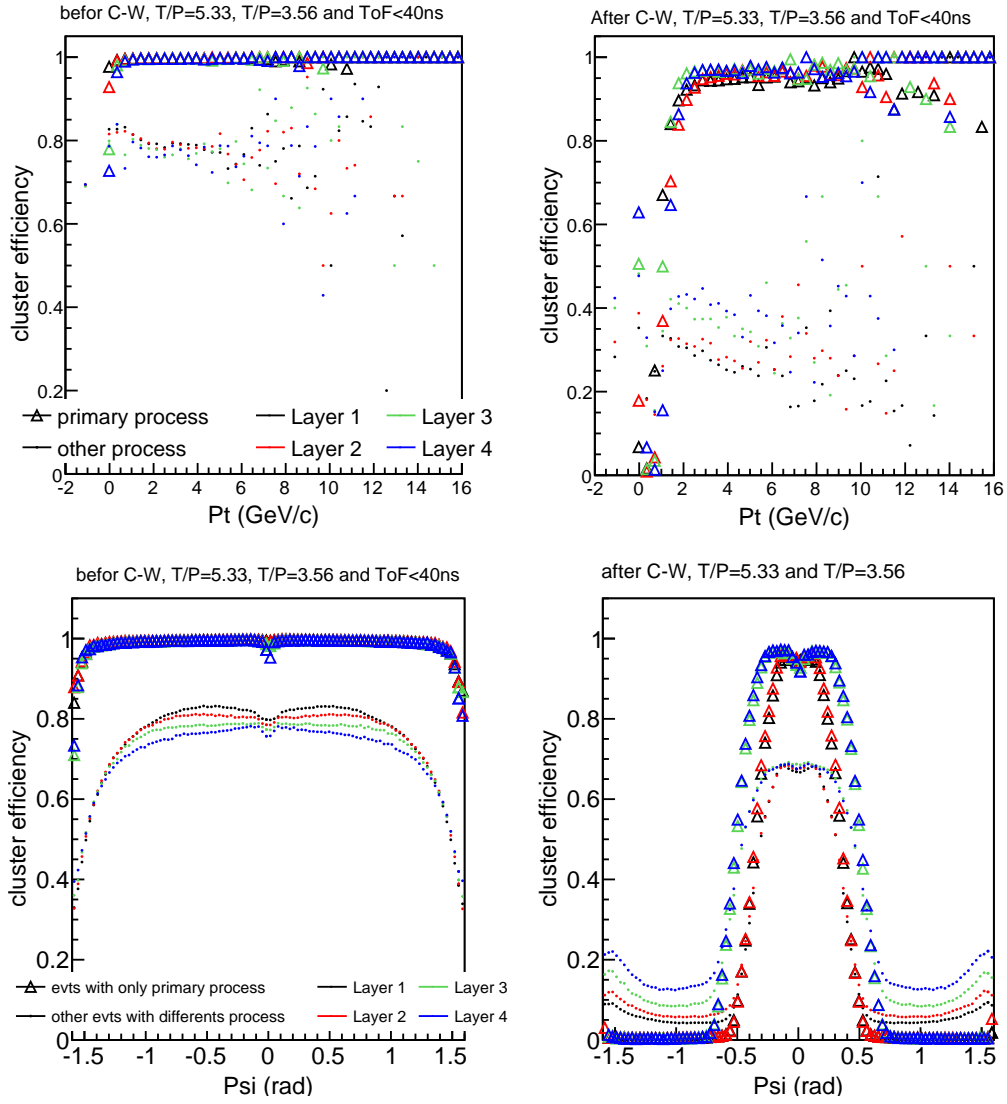


FIG. 6.30 – Efficacité de sélection des amas issus d'évènements de biais minimum.

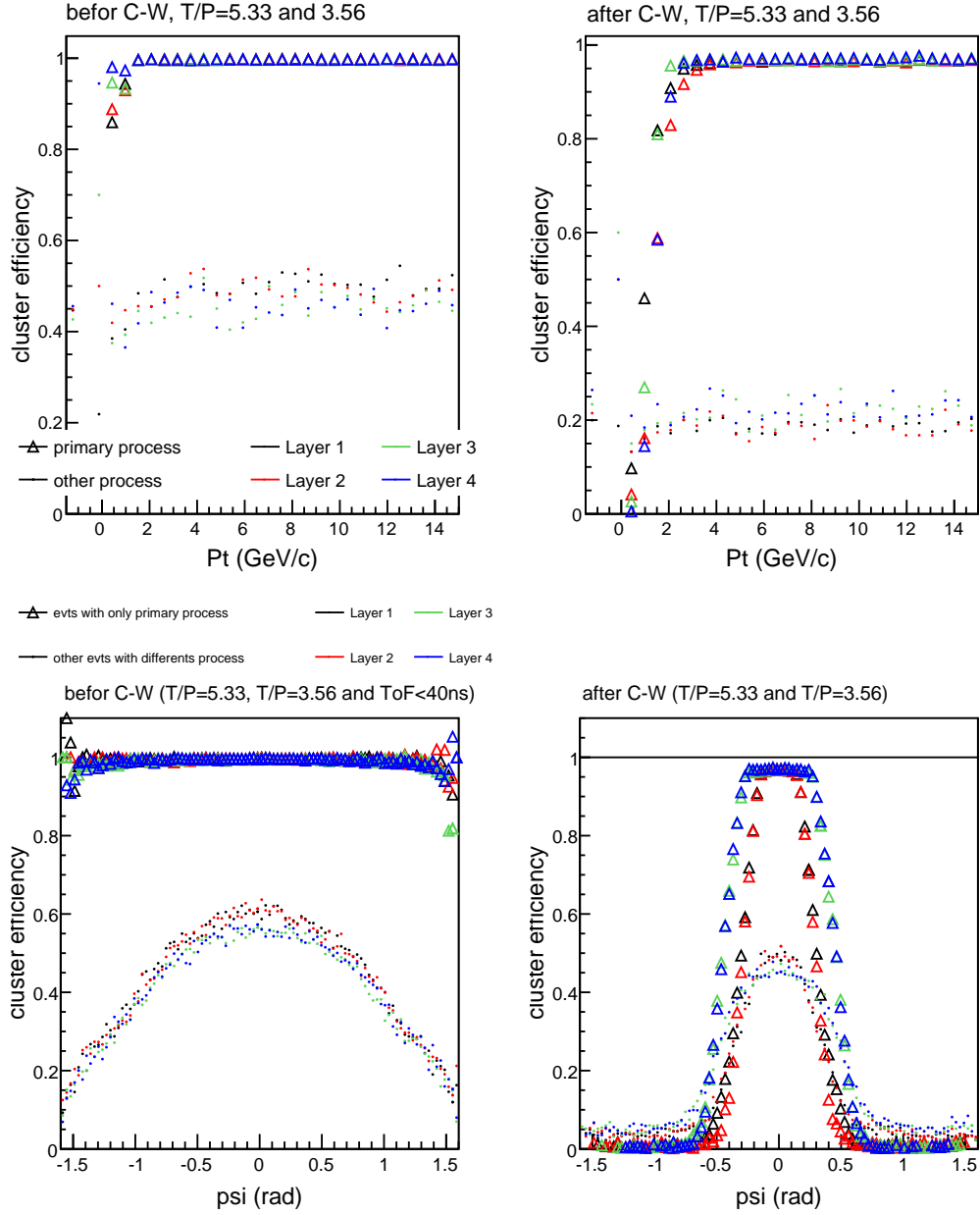


FIG. 6.31 – Efficacité de sélection des amas issus de muons.

Quatrième partie

Recherche de nouvelle physique dans le secteur du quark top

Contexte et stratégie de l'analyse

Contexte de l'analyse

Actuellement, la physique des particules utilise le Modèle Standard (MS) comme base théorique. Il est le plus à même, de par les nombreuses expériences qui l'ont validé, à expliquer les phénomènes subatomiques. Il reste toutefois quelques zones d'ombres non expliquées par ce modèle. Le Boson de Higgs, la violation de la symétrie CP et la non unification à très haute énergie des constantes de couplage des trois interactions en sont des exemples. C'est pour de telles raisons qu'aujourd'hui des théoriciens travaillent au-delà du Modèle Standard.

Le travail présenté ici se place dans ce cadre. Il est basé sur la recherche de résonances étroites, dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$, caractéristique de la présence de nouvelles particules. Plus précisément, des particules massives, de l'ordre du Tera électron-volt (TeV) sont recherchées. Plusieurs modèles, comme le modèle des Axigluon [84] ou encore de Topcolor [85], prédisent de nouvelles particules massives et leptophobiques génériquement appelées Z' . La propriété leptophobique de ces particules favorise leur désintégration en paires de quarks. Le couplage du Z' , dépendant de la masse, favorise quant à lui la production de paires top anti-top. Chacun des deux tops d'une paire se désintègre, dans 99,9% des cas, en un boson W et un quark b [22].

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$$

Le quark b s'hadronise pour former des jets observables dans le détecteur. D'autre part, le boson W a deux possibilités de désintégration avec des rapports d'embranchements différents. Dans 67,6% des cas, il se désintègre en deux quarks qui s'hadronisent et dans 32,4 % des cas, il se désintègre en un lepton et un neutrino. Donc finalement, trois canaux sont possibles pour la désintégration $t\bar{t}$, un canal hadronique (46,2 %) un canal semi-leptonique (43,5 %) et un canal di-leptonique (10,3 %) (cf. figure 6.32).

La très bonne efficacité de reconstruction des leptons par le détecteur CMS, les performances du système de déclenchement vis-à-vis des leptons et les rapports d'embranchements favorables suggèrent l'utilisation du canal semi-leptonique.

Les leptons taus présentent un temps de vie trop court pour leur observation directe dans le détecteur, ils se désintègrent avant même d'atteindre les premières couches de détections. En se désintégrant, ils produisent majoritairement des jets ou des états à deux neutrinos et un lepton. Les jets sont difficilement discernables des autres jets hadroniques. Les états à deux neutrinos et un lepton sont aussi difficilement discernables, de par la présence des deux neutrinos. En effet, le détecteur CMS combine en un seul vecteur l'énergie manquante, même s'il y a présence de plusieurs neutrinos. Ces particularités des leptons taus ont conduit l'analyse à étudier plus particulièrement les événements semi-électroniques et semi-muoniques.

La signature expérimentale des désintégrations semi-électroniques et semi-muoniques est l'observation dans le détecteur d'au moins quatre jets, dont deux issus de quark b , un lepton (muon ou électron) de haute énergie et de l'énergie transverse manquante (cf. figure 6.33).

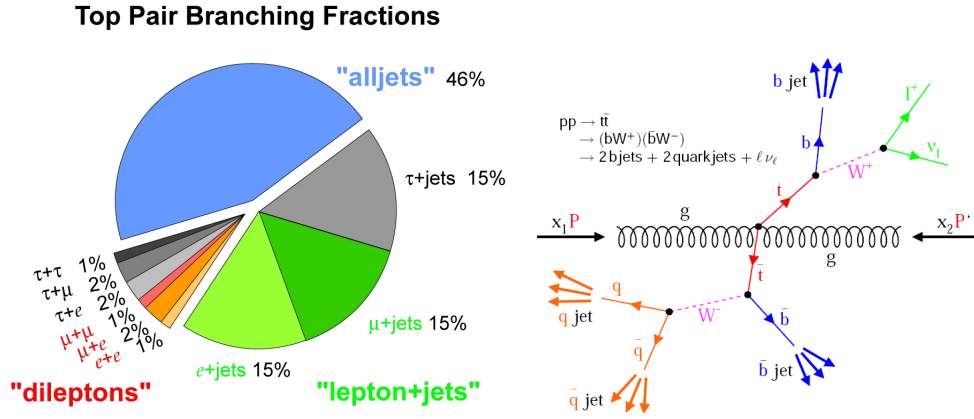


FIG. 6.32 – Histogramme représentant les rapports d'embranchements des différents canaux de la désintégration $t\bar{t}$ et diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique $t\bar{t}$.

Stratégie de l'analyse

L'analyse présentée ici se focalise sur la recherche de nouvelle physique (Z') dans le spectre de masse invariante des événements $t\bar{t}$ des données 2011 de CMS, soit une statistique d'environ 5 fb^{-1} . Cette analyse se compose de deux parties. La première partie permet de sélectionner les événements top anti-top afin d'observer leur spectre de masse invariante. La deuxième partie permet, à l'aide d'une étude statistique, de quantifier la présence de nouvelle physique dans ce spectre.

La première partie de l'analyse construit le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ pour le canal semi-muonique et semi-électronique. Sa présentation débute par une discussion des différents bruits de fond, du signal Z' et des processus de simulation utilisés pour ces derniers. Ensuite, la présélection et la sélection des évènements $t\bar{t}$ sont détaillées. Une fois la sélection exposée, la reconstruction de la masse invariante pour chaque évènement et la construction du spectre sont présentées. Cette partie se conclut par la comparaison des données et des simulations.

La deuxième partie de l'analyse cherche à quantifier la présence de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. Les erreurs systématiques introduites par l'analyse sont détaillées dans un premier temps. Ensuite, la méthode statistique minimisant une fonction de vraisemblance est décrite. Cette partie se conclut enfin par la présentation de la courbe de limite sur la section efficace de production de nouvelle physique.

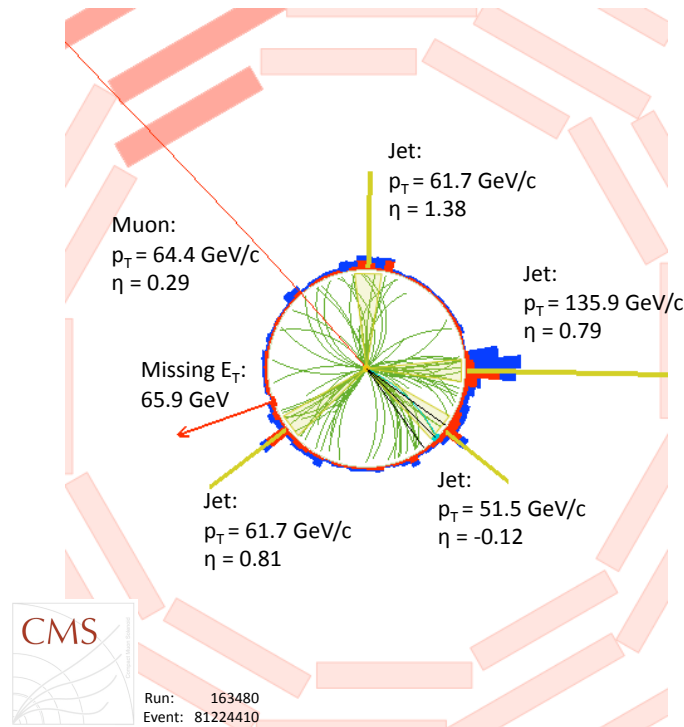


FIG. 6.33 – Visualisation dans le plan transverse d'un évènement $t\bar{t}$ semi-muonique reconstruit dans le détecteur CMS (issu des données 2011).

L'analyse dans le context actuel

L'accélérateur du Fermilab le Tevatron est un collisionneur protons anti-protons possédant une énergie de $1,96 \text{ TeV}$ dans le centre de masse. Deux expériences de détection pour la physique des particules : le détecteur CDF et le détecteur DØ sont installées sur ce dernier. Ces deux expériences ont entre autres analysé respectivement $4,8$ et $5,3 \text{ fb}^{-1}$ de données pour rechercher des résonances étroites dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ des événements semi-leptoniques. Dans ces analyses la production de paires de quarks top est majoritairement produit par le canal quark anti-quark. Ceci est du au fait que les collisions se produisent entre protons et anti-protons à la différence du LHC qui collisionne uniquement des protons.

Les courbes de limites de ces deux analyses sont présentées sur la figure 6.34. La courbe observé ne présente pas d'excès vis-à-vis de la courbe attendue. Il n'est donc présent aucun signe de nouvelle physique. La comparaison de ces courbes avec la section efficace de production de particules massives issus de modèles Topcolor leptophobic donne des masses limites de production comprise entre 850 et $900 \text{ GeV}.c^{-2}$: $850 \text{ GeV}.c^{-2}$ pour l'expérience CDF et $900 \text{ GeV}.c^{-2}$ pour l'expérience DØ.

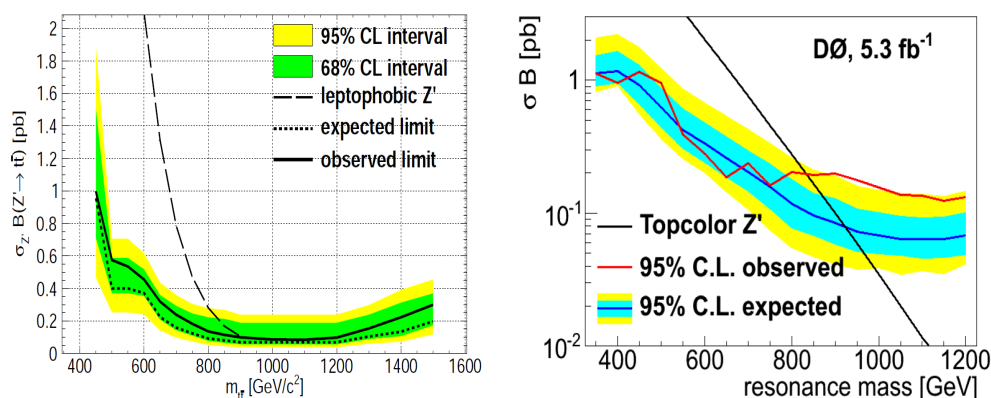


FIG. 6.34 – Courbe de limite sur la section efficace de nouvelle physique en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$, à gauche issus de l'expérience CDF et à droite issus de l'expérience DØ.

L'analyse présenté ici, consiste donc à étudier ces limites au LHC pour sonder plus en détail le spectre de masse invariante $t\bar{t}$.

Chapitre 7

Le spectre de masse invariante $t\bar{t}$

Sommaire

7.1	Description du signal et des bruits de fond	133
7.1.1	Le signal	133
7.1.2	Les bruits de fond	134
7.1.3	Les simulations Monte-Carlo	139
7.2	Présélection des évènements	141
7.2.1	Chemins de déclenchements et lots de données . .	142
7.2.2	Nettoyage des données	144
7.3	Sélection des évènements	145
7.3.1	Sélection des objets physiques	146
7.3.2	Performance de la sélection	151
7.4	Reconstruction de la masse invariante	161
7.4.1	Reconstruction complète du neutrino	161
7.4.2	Choix des jets et association de leurs saveurs . . .	163
7.4.3	Ajustement cinématique	164
7.5	Comparaisons données-MC	170

7.1 Description du signal et des bruits de fond

7.1.1 Le signal

Le signal générique Z' est modélisé par une particule massive dont le couplage est identique au boson Z . Sa masse et sa largeur sont en revanche différents. Les désintégrations possibles de cette particule sont aussi forcés dans le canal $t\bar{t}$. Quatre masses de signaux sont étudiées entre 750 et 1500 $GeV.c^{-2}$ séparés de 250 $GeV.c^{-2}$ chacune (cf. figure 7.1). Leurs largeurs de désintégration sont fixées à 1 % de leurs masses afin de rester inférieures à la

résolution expérimentale. La désintégration du signal est aussi forcée dans le canal top anti-top.

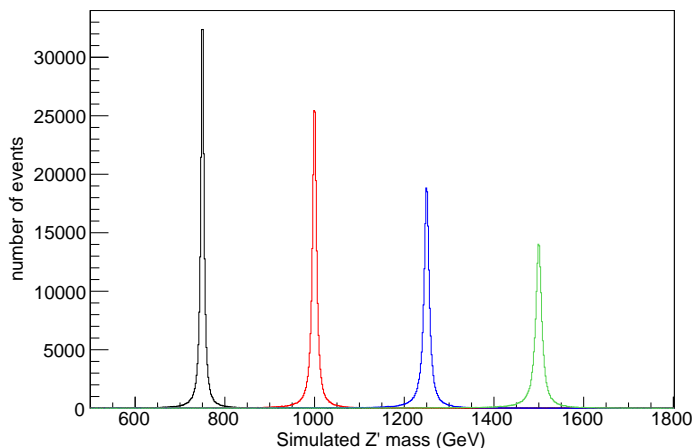


FIG. 7.1 – Spectre de masse des quatre Z' simulés.

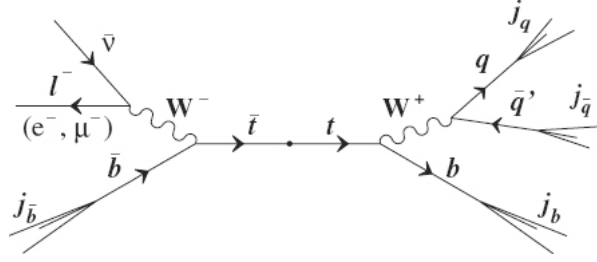
7.1.2 Les bruits de fond

Les bruits de fond majoritaires sont au nombre de cinq : les désintégrations $t\bar{t}$ issues du Modèle Standard, les désintégrations de bosons W ou Z accompagnées de jets, les désintégrations de top célibataires accompagnées de jets, les désintégrations multijets issues d'interactions forte et les désintégrations produisant deux bosons W ou Z.

Désintégrations $t\bar{t}$ issus du M.S

Le Modèle Standard prédit la désintégration d'un gluon médiateur en paire de quarks top anti-top. Au LHC, ces paires $t\bar{t}$ proviennent majoritairement de la fusion de deux gluons. Cette désintégration a donc la même signature que le signal de nouvelle physique recherché (cf. figure 7.2). De par cette similitude, le bruit de fond $t\bar{t}$ est majoritaire et irréductible dans cette analyse. Sa section efficace de production, déterminée expérimentalement à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV , est de 173^{+39}_{-32} ($stat + syst$) pb [86].

La non résonance du fond $t\bar{t}$ est le caractère qui permet de le différencier du signal. En effet, le signal recherché est de forme résonante avec une faible résolution (inférieure à la résolution du détecteur).

FIG. 7.2 – Désintégration de la paire $t\bar{t}$ issus du Modèle Standard.

Désintégrations bosons W/Z + jets

Les évènements issus de bosons W ou Z et accompagnés de radiations de gluons peuvent présenter une signature semblable à celle du signal (cf. figure 7.3). Les radiations de gluons s'hadronisent puis produisent des jets dans l'état final qui peuvent être confondus avec les jets de la paire $t\bar{t}$. Le boson W se désintègre dans environ 37,6 % des cas en un lepton et un neutrino. Le boson Z se désintègre dans environ 10 % des cas en une paire dileptonique (lepton anti-lepton). Si un des deux leptons est mal reconstruit ou non isolé, seulement un est visible et isolé dans l'état final. Donc, si le nombre de gluons radiés est suffisant, au moins quatre jets, un lepton et de l'énergie transverse manquante peuvent être observés dans le détecteur.

Les sections efficaces de production, à 7 TeV, des différents canaux de ces deux types d'évènements sont résumées dans la figure 7.4 [87].

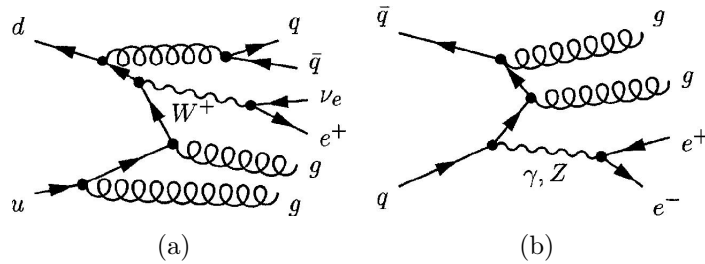


FIG. 7.3 – Désintégrations : W plus jets (a) et Z plus jets (b).

Désintégrations d'un top célibataire + jets

La désintégration d'un quark top célibataire entouré de radiation de gluon fait partie des évènements ayant la même topologie que le signal. Les évènements produisant un top célibataire sont de trois types, appelés *canal-s*, *canal-t* [88] et *canal-tW*. Ils peuvent présenter tous les trois, quatre jets, un lepton et de l'énergie transverse manquante.

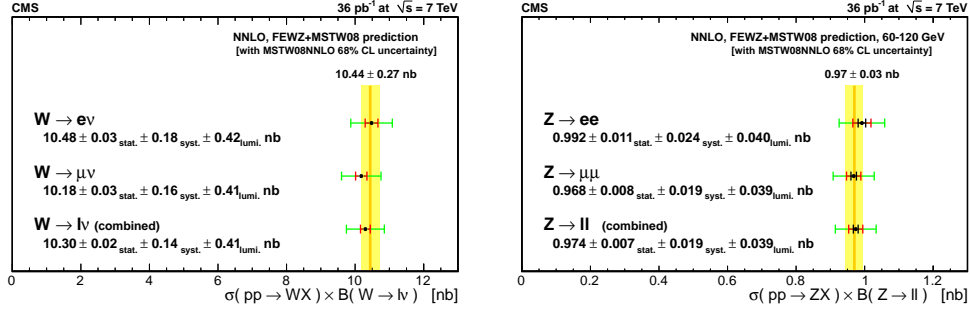


FIG. 7.4 – Sections efficaces de production à 7 TeV des évènements $W/Z + jets$.

- Le *canal-s* est issu de la fusion de deux quarks et produit, via un boson W virtuel, une paire de quarks top et d'antiquark b (cf. figure 7.5 (a)). La section efficace de production à 7 TeV de ce canal, déterminé théoriquement, est de $4,6 \pm 0,2 pb$ [89].
- Le *canal-t* est dominant vis-à-vis des deux autres canaux (section efficace trois fois plus importante que le *canal-s*). Ce canal met en jeu un boson intermédiaire W et produit un quark top, un quark léger et dans certain cas un quark b (cf. figure 7.5 (b)). La section efficace de production à 7 TeV de ce canal, déterminé expérimentalement, est de $83,6 \pm 29,8 (stat + syst) \pm 3,3 (lumi) pb$ [90].
- Le *canal-tW* induit la production d'un boson W sur sa couche de masse (non virtuelle) et un quark top (cf. figure 7.5 (c)). La section efficace de production à 7 TeV de ce canal, déterminé expérimentalement, est de $22^{+9}_{-7} (stat + syst) pb$ [91].

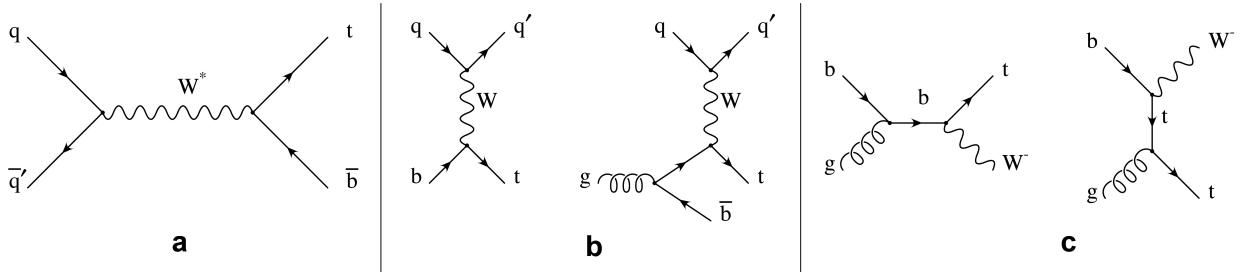


FIG. 7.5 – Désintégrations d'évènements avec un top et des jets, *canal-s* (a), *canal-t* (b) et *canal-tW* (c).

Désintégrations QCD multijets

Les collisionneurs hadroniques permettent des interactions électrofaibles, comme les collisionneurs leptoniques, mais aussi des interactions fortes. Ce type d'interaction produit des événements appelés QCD. Les processus les plus courants sont :

$$\begin{array}{ll}
 gg \rightarrow gg & gg \rightarrow q\bar{q} \\
 qg \rightarrow qg & qq \rightarrow qq \\
 q\bar{q} \rightarrow qq & q\bar{q} \rightarrow gg
 \end{array} \tag{7.1}$$

Ces événements peuvent radier des gluons (cf. figure 7.6) qui engendrent la présence de jets et de leptons dans les états finaux. Ces événements, par définition, ne présentent pas de neutrino, donc d'énergie transverse manquante dans leur état final. Mais le détecteur n'étant pas totalement hermétique, et l'efficacité de reconstruction n'étant pas parfaite, de l'énergie transverse manquante peut être présente dans l'état final de certains événements.

Une estimation de la section efficace de production de tous les processus de QCD, possédant une impulsion transverse supérieure à $100 \text{ GeV}.c^{-1}$, a été déterminée théoriquement et est de l'ordre de $1,4 \mu b$ [92].

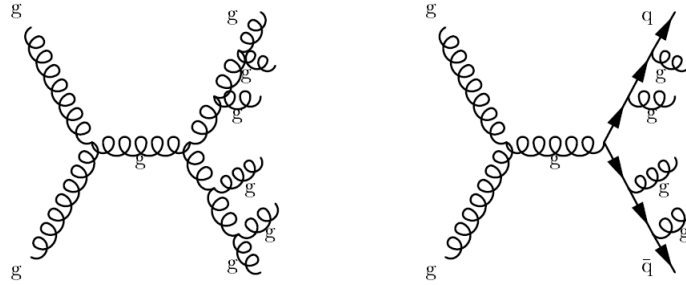


FIG. 7.6 – Exemple de désintégrations d'événements QCD associés aux bruits de fond $t\bar{t}$.

Désintégrations diboson + jets

Les désintégrations de dibosons, WW, WZ ou ZZ, plus des jets font aussi partie des bruits de fond. Leur état final dans le détecteur peut être composé d'au moins quatre jets, un lepton et de l'énergie transverse manquante (cf. figure 7.7). Ces événements ont toutefois un faible impact du fait de leurs faibles sections efficaces de production [93] :

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \rightarrow WW + X) &= 55,3 \pm 3,3(\text{stat}) \pm 6,9(\text{syst}) \pm 3,3(\text{lumi}) \text{ pb} \\
\sigma(pp \rightarrow WZ + X) &= 17,0 \pm 2,4(\text{stat}) \pm 1,1(\text{syst}) \pm 1,0(\text{lumi}) \text{ pb} \\
\sigma(pp \rightarrow ZZ + X) &= 3,8_{-1,2}^{+1,5}(\text{stat}) \pm 0,2(\text{syst}) \pm 0,2(\text{lumi}) \text{ pb}
\end{aligned}$$

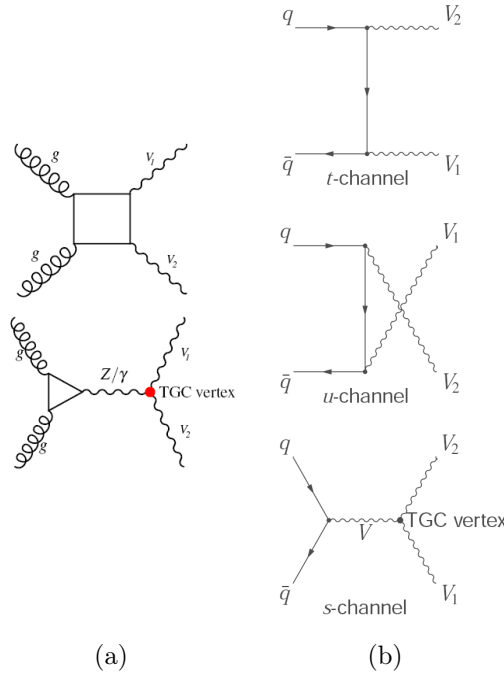


FIG. 7.7 – Productions d'évènements diboson par fusion de gluons (a) et par fusion de quarks (b).

Sections efficaces théoriques des bruits de fond majoritaires

Les sections efficaces théoriques de production des bruits de fond majoritaires, utilisées pour déterminer les facteurs de normalisation des simulations aux données, sont présentées dans le tableau 7.1. Les logiciels utilisés pour calculer les sections efficaces de production des premiers (NLO) et deuxièmes (NNLO) ordres de la théorie des perturbations sont : MCFM [94] et FEWZ [95, 96] .

La distribution des évènements de QCD en fonction de l'impulsion transverse présente une décroissance exponentielle. De ce fait, la production du fond QCD a été divisée en trois zones en impulsions transverses : $[20; 30]$, $[30; 80]$ et $[80; 170]$ $GeV.c^{-1}$. Un tel découpage permet de générer un nombre

d'évènements tels que ceux présentant la topologie d'une désintégration $t\bar{t}$ soit suffisamment représentés.

Processus	sections efficaces (pb)
$t\bar{t}$	157,70 (NLO) [97]
$W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$	31314,00 (NNLO) [98]
$Z(\rightarrow l^+l^-) + \text{jets}$	3048,00 (NNLO) [98]
top canal-s ($W \rightarrow l\nu : l = e, \mu, \tau$)	4,63 (NNLO) [99]
top canal-t ($W \rightarrow l\nu : l = e, \mu, \tau$)	64,57 (NNLO) [99]
top canal-tW ($W \rightarrow l\nu : l = e, \mu, \tau$)	15,70 (NNLO) [99]
QCD enrichie EM ($p_t \in [20; 30]$)	1719150,00 [pythia]
QCD enrichie EM ($p_t \in [30; 80]$)	3498700,00 [pythia]
QCD enrichie EM ($p_t \in [80; 170]$)	134100,00 [pythia]
QCD enrichie en muon	84679,30 [pythia]

TAB. 7.1 – *Tableau des sections efficaces de production des bruits de fond majoritaires utilisés pour normaliser les simulations aux données.*

7.1.3 Les simulations Monte-Carlo

Du signal

Le générateur à élément de matrices Madgraph [100] est utilisé pour simuler, de manière inclusive, la production et la désintégration du signal. Les désintégrations inclusives de la paire $t\bar{t}$ sont simulées. Les canaux leptoniques, semi-leptonique et hadronique sont tous les trois présents dans l'ensemble des états finaux. En plus de la paire $t\bar{t}$, d'un à trois partons sont ajoutés à chaque évènement pour produire un grand nombre de jets dans leur état final. Ce générateur simule uniquement les désintégrations associées aux hautes énergies (cut-off ≥ 20 GeV).

En deçà de 20 GeV, le logiciel Pythia est utilisé. Les charges de couleur portée par les partons n'ayant pas interagi lors de la collision et résultant de la désintégration du Z' , induisent des radiations de gluons ou de photons. Ces émissions sont modélisées par le "parton shower" (PS) qui est une approche phénoménologique. Ensuite, la liberté asymptotique contraint les partons à se coupler pour donner naissance à des hadrons. C'est l'étape d'hadronisation. Certains des hadrons, baryons ou mésons sont des particules instables qui se désintègrent. Finalement, l'hadronisation fournit une multitude de leptons et de hadrons stables dans l'état final. Ces deux étapes, "parton shower" et hadronisation, sont simulées par le logiciel Pythia [75].

L'association entre Madgraph et Pythia utilise les recommandations MLM [101]. Ces recommandations permettent de modéliser au mieux l'espace des

phases au niveau du cut-off. En effet, elles permettent d'éviter les doubles comptages d'événements et d'ajuster les distributions des paramètres au niveau du cut-off.

Des bruits de fond

Le logiciel Madgraph est aussi utilisé pour générer les événements des bruits de fond : $t\bar{t}$ du Modèle Standard, W/Z +jets et dibosons. La même démarche de simulation que pour le signal est utilisée (cf. §7.1.3). Les événements de fond avec un top célibataire sont simulés jusqu'au NLO par le logiciel Powheg [102]. Pour le fond QCD, la génération des événements utilise le logiciel Pythia.

Ces générateurs ont besoin des distributions de densité partonique (pdf) mise en jeux lors des interactions dures. Les pdf utilisées dans l'expérience CMS sont celles fournies par la collaboration CTEQ; ce sont en particulier celles du programme CTEQ6 [103] (cf. figure 7.8).

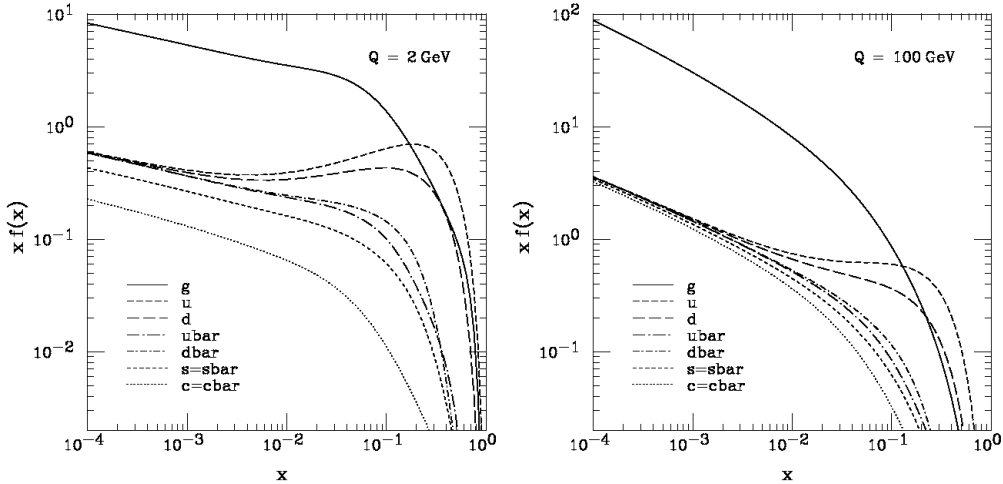


FIG. 7.8 – Distribution des densités partoniques CTEQ6 pour $Q = 2 \text{ GeV}$ à gauche et $Q = 100 \text{ GeV}$ à droite [104].

L'empilement d'événements

Les simulations Monté Carlo utilisent des conditions d'empilements non réalistes par rapport aux données. Un facteur correctif, repondérant le nombre de vertex générés, est donc appliqué pour chaque événement des fonds MC.

Ces facteurs correctifs sont obtenus en comparant les distributions du nombre de vertex des données et des simulations, et cela pour chacun des fonds (cf. figure 7.9). Les rapports entre les distributions simulées et reconstruites donnent les facteurs correctifs à appliquer pour chaque événement.

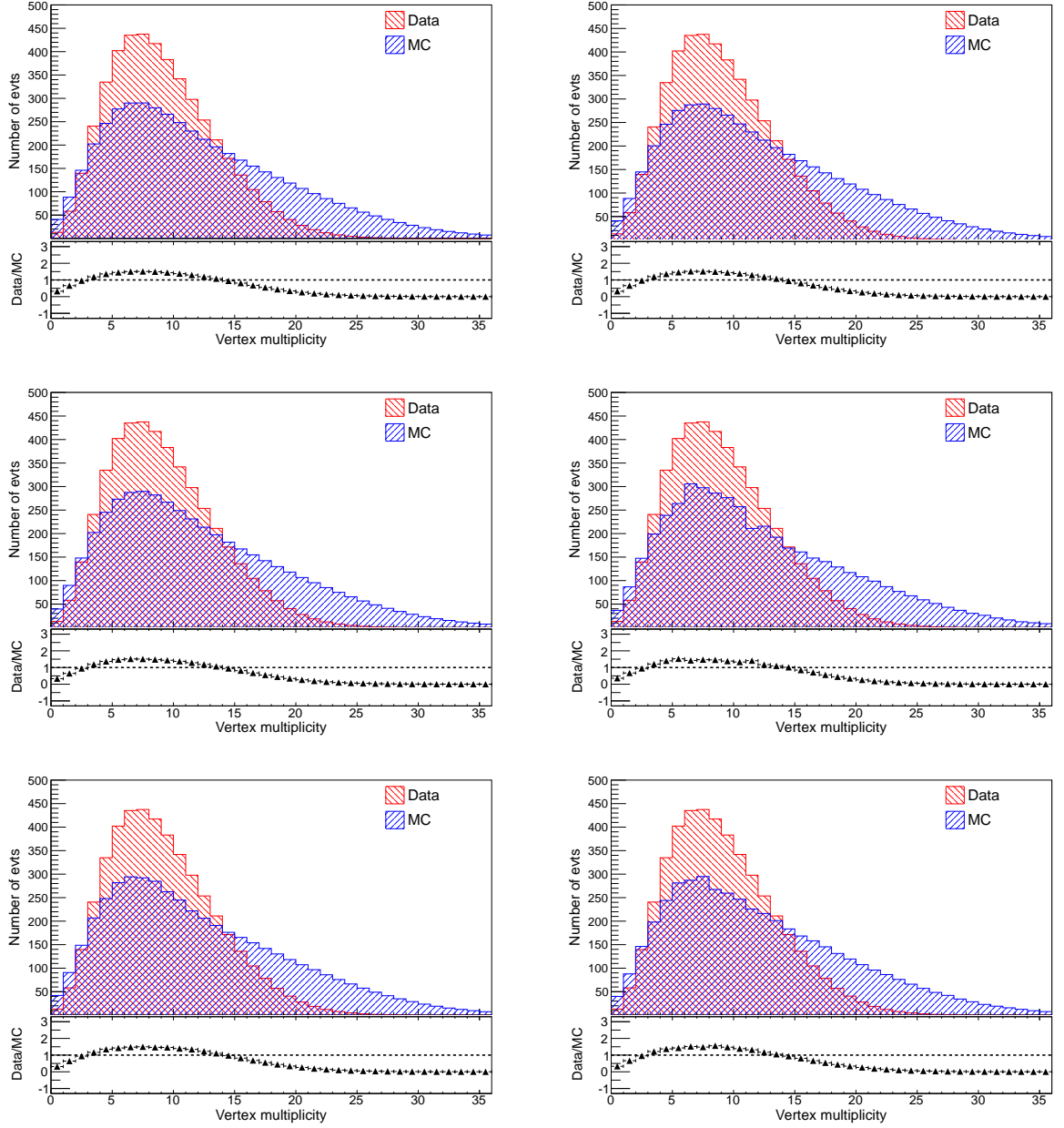


FIG. 7.9 – Distribution du nombre de vertex générés pour les fonds MC et facteurs de corrections, de haut en bas en partant de la gauche, $t\bar{t}$ issus du MS, W +jets, Z +jets, top canal- s , top canal- t et top canal- tW .

7.2 Présélection des événements

Afin d'améliorer les performances de calcul de l'analyse, une présélection des événements est appliquée. Cette dernière utilise des lots de données

sélectionnés par des chemins de déclenchement favorisant la présence d'événements contenant un lepton isolé. Dans cette étape les données sont aussi nettoyées du bruit engendré par les faisceaux et présent dans le calorimètre hadronique. Les données sont finalement présélectionnées si au moins un vertex primaire est présent.

7.2.1 Chemins de déclenchements et lots de données

Les chemins de déclenchement des données

Le nombre d'événements issus des collisions est trop important pour que chacun d'eux soit sélectionné et analysé. Afin de diminuer ce nombre d'événements en favorisant la sélection de ceux qui sont intéressants, l'analyse utilise des chemins de déclenchements du détecteur de types leptonique et leptonique + jets. Ces chemins de déclenchements comprennent le niveau électronique et le niveau informatique du système de déclenchement (cf. chapitre 4). Ils ont été choisis de manière à optimiser la sélection d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques. Ces événements sont caractérisés par la présence d'un lepton isolé en énergie. Deux types de chemins différents sont utilisés pour sélectionner les événements $t\bar{t}$ semi-muonique et semi-électronique.

Suite à la croissance exponentielle de la luminosité durant l'année 2011, les chemins de déclenchement se sont multipliés et ont été de plus en plus stricts pour sélectionner les événements voulus. Sur les premières données, des chemins sélectionnant les événements avec un lepton isolé sont utilisés, alors que par la suite, les chemins requièrent en plus la présence de deux ou trois jets avec une impulsion transverse supérieure à $30 \text{ GeV}.c^{-1}$.

Les leptons sont sélectionnés selon plusieurs critères pour vérifier qu'ils proviennent bien d'événements $t\bar{t}$. Leurs impulsions transverses doivent être supérieures à $17 \text{ GeV}.c^{-1}$ dans le cas des muons et supérieures à 25, 27 ou 32 $\text{GeV}.c^{-1}$ dans le cas des électrons. Une condition d'isolation en énergie, dans les calorimètres et le trajectographe, est aussi requise.

Pour le canal semi-muonique, les chemins de déclenchements utilisés sont les suivants :

- HLT_IsoMu17 (run : 160329-168437)
- HLT_IsoMu17_DiCentralJet30 (run : 170053-173198)
- HLT_IsoMu17_eta2p1_TriCentralJet30 (run : 173236-178419)
- HLT_IsoMu17_eta2p1_TriCentralPFJet30 (run : 178420-180252)

Pour le canal semi-électronique, les chemins de déclenchements utilisés sont les suivants :

- HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT (run : 160329-163869)
- HLT_Ele32_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT (run : 165071-165969)
- HLT_Ele25_CaloIdVT_TrkIdT_TriCentralJet30 (run : 165970-167913)

- HLT_Ele25_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_TriCentralJet30 (run : 170053-178419)
- HLT_Ele25_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_TriCentralPFJet30 (run : 178420-180252)

Les lots de données associés

L'expérience CMS trie les données par lots d'évènements. Chaque lot d'évènements correspond à une période temporelle où les conditions générales de la prise des données sont fixées. Ils sont nommés d'après la convention suivante : */lot_primaire/processus/format*.

Où la partie *lot_primaire* correspond au nom du processus physique. Ce processus est déterminé par le chemin de déclenchement qui l'a sélectionné. La partie *processus* donne la version des conditions générales de la prise des données et la partie *format* donne le format dans lequel sont stockés les évènements.

Les lots utilisés pour l'analyse présentée ici sont déterminés par les chemins de déclenchement qui les ont produit (cf. § précédent). Un type de lot est utilisé pour sélectionner les évènements muoniques et un autre type de lot est utilisé pour sélectionner les évènements électroniques. Le premier type de lot est associé à la désintégration semi-muonique de la paire $t\bar{t}$ et le deuxième type de lot est associé à la désintégration semi-électronique.

Pour le canal semi-muonique, les lots de données suivants sont utilisés :

Lots d'évènements	Runs	luminosité (pb^{-1})
/SingleMu/Run2011A-May10ReReco-v1/AOD	160329-163869	225,56
/SingleMu/Run2011A-PromptReco?-v4/AOD	165071-168437	991,11
/MuHad/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD	170053-172619	392,33
/MuHad/Run2011A-PromptReco?-v6/AOD	172620-173692	702,37
/MuHad/Run2011B-PromptReco?-v1/AOD	175832-180252	2675,55
Total	160329-180252	4987

TAB. 7.2 – *Tableau des lots d'évènements semi-muoniques utilisés pour l'analyse $t\bar{t}$. Ces lots correspondent aux prises de données de l'année 2011 où l'énergie dans le centre de masse est de 7 TeV.*

Pour le canal semi-électronique, les lots de données suivants sont utilisés :

Lots d'évènements	Runs	luminosité (pb^{-1})
/SingleElectron/Run2011A-May10ReReco-v1/AOD	160329-163869	230,51
/SingleElectron/Run2011A-PromptReco?-v4/AOD	165071-165969	148,26
/ElectronHad/Run2011A-PromptReco?-v4/AOD	165970-167913	842,85
/ElectronHad/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD	170053-172619	392,31
/ElectronHad/Run2011A-PromptReco?-v6/AOD	172620-173692	702,37
/ElectronHad/Run2011B-PromptReco?-v1/AOD	175832-180252	2675,10
Total	160329-180252	4991

TAB. 7.3 – *Tableau des lots d'évènements semi-électroniques utilisés pour l'analyse $t\bar{t}$. Ces lots correspondent aux prises de données de l'année 2011 où l'énergie dans le centre de masse est de 7 TeV.*

7.2.2 Nettoyage des données

Bruit du faisceau

Les faisceaux de protons engendrent deux types de bruit, ne provenant pas de leurs collisions mutuelles, dans le détecteur [105, 106]. Le premier type est le bruit issu des collisions, élastiques et inélastiques, entre le faisceau et les résidus de gaz du tube à vide. Le deuxième type est le bruit issu des collisions entre le halo du faisceau et la matière qu'il traverse. Ces bruits sont supprimés par la présélection en appliquant un veto sur les évènements présentant moins de dix traces avec une pureté inférieure à 25 %. En effet, ces évènements de bruit ont peu de traces pointant vers le point d'interaction.

Bruit du calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique du détecteur présente des canaux sporadiquement bruyants et des ensembles de canaux fonctionnant anormalement [107]. Ces bruits sont indépendants du piédestal électronique. Ces deux problèmes sont dus à des bruits présents dans les photodiodes hybrides (HPD) et dans les boîtiers de lecture (RBX) du HCAL. En appliquant un filtre, appelé filtre HB/HE, sur ces canaux 90 % du bruit du calorimètre hadronique peut être supprimé.

Les HPD présentent deux sources de bruits compris et contrôlés. La première source provient de l'ionisation du gaz, présent dans la partie accélératrice, par un électron. Les ions résultants sont attirés sur la cathode (surface photo sensible) et vont à leur tour arracher des électrons, ce qui engendre un signal sur deux ou trois pixels du HPD. La deuxième source provient du décalage de l'axe de certains HPD, donc de leur zone de déplétion électrique, par rapport au champ magnétique du solénoïde. En effet, ce décalage engendre une diminution de la tension des HPD qui peut entraîner une décharge élec-

trique. Cette décharge électrique provoque un dépôt d'énergie sur un grand nombre de pixels.

Le bruit du système RBX n'est actuellement pas compris. Cependant, les évènements comportant ce type de bruit sont rejetés par un algorithme (cf. référence [108] ou §4.1 Identification).

Vertex primaires

Un évènement est présélectionné s'il possède au moins un vertex primaire. Un vertex primaire est considéré comme tel s'il respecte les trois conditions suivantes :

- Le nombre de degrés de liberté (cf. *Définition* si dessous) doit être supérieur ou égal à quatre.
- La distance, dans la direction z , entre le centre du détecteur et le vertex primaire doit être inférieure à 24 cm.
- La distance, dans le plan transverse du détecteur, entre l'axe des faisceaux et le vertex doit être inférieure à 2 cm.

Définition : le nombre de degrés de liberté associés à un vertex est la somme des poids (w_i) associés aux traces du vertex (cf. équation (7.2)). Les poids sont un paramètre des traces décrivant leur qualité : si le poids est proche de 1, la qualité de la trace est maximum ; a contrario si le poids est proche de zéro la qualité de la trace est minimum [109].

$$ndof = 2 \sum_i w_i - 2 \quad (7.2)$$

7.3 Sélection des évènements

La sélection des évènements a pour but de sélectionner le maximum d'évènements $t\bar{t}$ et de rejeter le maximum d'évènements de fond réductibles. Ainsi, une statistique suffisante peut être atteinte pour étudier les très faibles sections efficaces de nouvelles particules.

La sélection de ces évènements est établie en requérant la présence des objets physiques caractéristique de l'état final $t\bar{t}$ (muons, électrons, jets, ...). Toutes les valeurs des coupures présentes dans la suite ont été établies dans l'optique de sélectionner le plus d'évènements $t\bar{t}$ possible et de rejeter le plus d'évènements de fond possible.

7.3.1 Sélection des objets physiques

Sélection des muons

Les muons, issus des bosons W , sont recherchés en appliquant une série de critères de sélection. Dans un premier temps, des critères de qualité sont requis [110]. Ils doivent avoir traversé le trajectographe et les chambres à muons. Le nombre d'amas laissés dans ce dernier doit être supérieur ou égal à 10. Dans le détecteur à pixel et dans les chambres à muons, au moins un amas doit être présent. Le χ^2 associé aux traces des muons doit être supérieur ou égal à 10. De plus, la distance, dans le plan transverse, entre leur trajectoire et le point d'interaction ne doit pas excéder 0.02 cm, afin de ne pas sélectionner les traces d'événements cosmiques.

Les muons issus de la désintégration de W ont une faible activité hadronique dans leur environnement proche. Pour sélectionner de tels muons, une coupure de 0,125 est appliquée sur le rapport 7.3 [111]. Ce rapport est calculé dans un cône de ΔR égal à 0.4 ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$). Cette coupure permet aussi de ne pas sélectionner les muons issus des événements de QCD. En effet, les muons issus de ces événements présentent une faible isolation.

$$iso = \frac{\sum p_t^{\text{hadron chargé}} + \sum p_t^{\text{hadron neutre}} + \sum p_t^{\text{photon}}}{p_t^{\text{lepton}}} \quad (7.3)$$

Des coupures à 2,4 sur l'angle η (limite architecturale du spectrographe à muons) et à $20 \text{ GeV}.c^{-1}$ sur l'impulsion transverse sont aussi appliquées pour être sur le plateau d'efficacité des chemins de déclenchement. La coupure sur l'impulsion transverse permet aussi d'optimiser le rapport signal sur bruit (S/B).

Sélection des électrons

Les électrons sont identifiés par l'algorithme CIC (Cut in Catégories [112]). Une série de coupure est appliquée afin de sélectionner préférentiellement les électrons issus de bosons Z ou W et d'éviter les mauvaises identifications avec des jets ou des photons convertis. Les paramètres, sur lesquels agit cet algorithme, sont divisés en plusieurs catégories afin d'optimiser leur efficacité de sélection.

Les paramètres associés au calorimètre et au trajectographe sont différenciés entre le tonneau et les bouchons. Les électrons sont aussi classés dans trois sous-catégories, selon leurs valeurs de f_{brem} et E/p : ceux ayant une faible émission de bremsstrahlung, ceux dont l'identification est mauvaise et les autres (cf. figures 7.10). La variable f_{brem} est la fraction d'impulsion perdue par un électron dans le trajectographe en émettant des photons de bremsstrahlung. La variable E/p est le rapport entre l'énergie d'un électron

mesurée dans le calorimètre et son impulsion transverse mesurée dans le trajectographe. Ces trois catégories permettent d'associer un facteur de pondération aux électrons et autorisent ainsi de quantifier la probabilité qu'ils soient mal identifiés. Une dernière catégorisation des électrons en fonction de leur énergie transverse est utilisée. Elle permet de différencier les électrons de faibles et hautes énergies transverses. Une telle sélection est nécessaire puisque la pureté des échantillons d'électrons de faibles énergies est mauvaise par rapport à la pureté des échantillons d'électrons de hautes énergies.

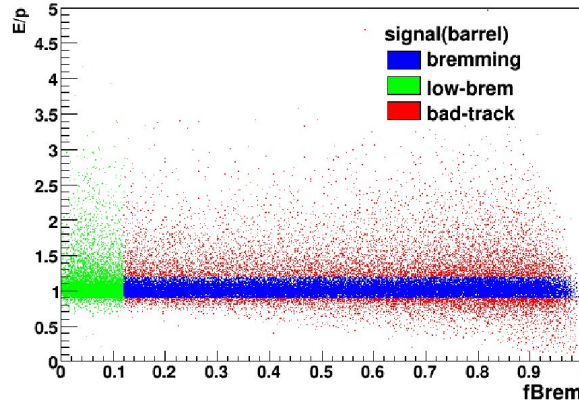


FIG. 7.10 – *Distribution des électrons en fonction des variables f_{Brem} et E/p . Les trois couleurs représentent la catégorisation des électrons vis-à-vis de cet espace des phases.*

Les performances de l'identification des électrons, fournies par le groupe EGamma de la collaboration CMS [113], sont visibles sur les figures 7.11 et 7.12. L'analyse présentée ici utilise la catégorisation "HyperTight1" qui possède une efficacité d'identification des électrons, ayant une énergie transverse supérieure à 30 GeV, de 75 %.

Une fois les électrons identifiés, une nouvelle série de coupures est appliquée. La distance, dans le plan transverse du faisceau, entre la trajectoire des électrons et le point d'interaction doit être inférieure à 0,02 cm. Un critère d'isolation, défini comme celui des muons (cf. équation 7.3), est appliqué pour sélectionner les électrons issus des bosons W et non ceux issus d'événements QCD. Il est de 0,1 ($\text{iso} < 0,1$), ce qui est plus stricte que pour les muons [114]. L'acceptance du trajectographe couvrant une région en pseudo-rapacité (η) maximale de 2,5, les électrons au-delà de cet angle ne peuvent pas être analysés. Finalement une coupure sur l'impulsion transverse à 30 $\text{GeV}.c^{-1}$ est requise pour être sur le plateau de l'efficacité de déclenchement.

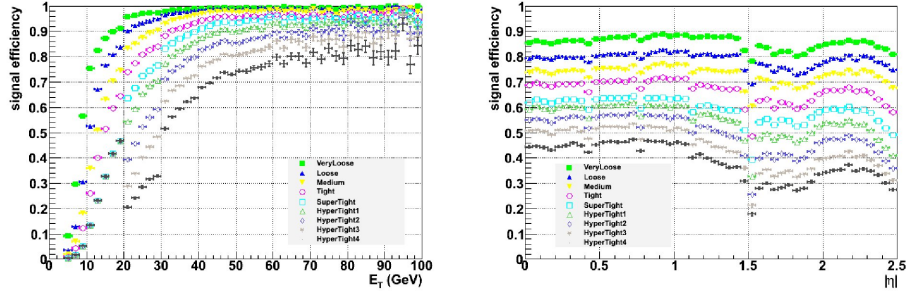


FIG. 7.11 – Efficacités de l’algorithme d’identifications des électrons (*CiC*), pour différentes valeurs de coupures, en fonction de l’énergie transverse (figure de gauche) et de l’angle η (figure de droite).

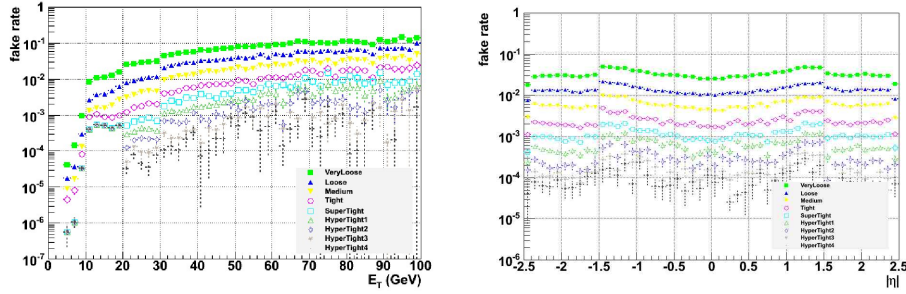


FIG. 7.12 – Taux de mauvaise identification des électrons par l’algorithme *CiC*, pour différentes valeurs de coupures, en fonction de l’énergie transverse (figure de gauche) et de l’angle η (figure de droite).

Veto des leptons additionnels

Les évènements $t\bar{t}$ recherchés ont la particularité de ne présenter qu’un seul muon isolé dans leur état final. Les évènements possédant d’autres leptons sont donc à rejeter. Les coupures de veto sur ces leptons sont toutefois moins strictes que pour les leptons sélectionnés avec les critères précédents.

les muons : Dans les canaux semi-muoniques et semi-électroniques, les évènements sont rejetés s’ils comportent en plus du lepton énergétique un muon de basse énergie. Ces muons de basse énergie ont pour critères de sélection :

- muon observé dans le trajectographe et les chambres à muons
- $iso \leq 0,2$
- $|\eta| < 2,5$
- $P_t \geq 10 \text{ GeV}.c^{-1}$

les électrons : Dans le canal semi-muonique, les évènements comportant au moins un électron de basse énergie sont rejetés. Ces électrons ont pour critères de sélection :

- $iso \leq 0,2$
- $\eta < 2,5$ et $1,4442 \leq \eta \leq 1,556$
- $P_t \geq 15 \text{ GeV}.c^{-1}$

Sélection des jets

Les jets sont reconstruits par l'algorithme anti-kt5 avec une ouverture de cône de $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.5$ [115] et par l'algorithme de flux de particules (cf. section 4.3.4). L'algorithme FastJet [116, 117] est aussi appliqué pour corriger les effets d'empilement qui ont tendance à surestimer l'énergie des jets. Des corrections relatives et absolues, déterminées à partir d'études Monté Carlo, sont appliquées à l'énergie des jets pour prendre en compte leur dépendance en η et p_t (cf. section 4.3.2).

Dans l'expérience CMS, trois types de jets sont reconstruits : les jets calorimétriques (Calo jets), les jets plus traces (JPT) et les jets reconstruits avec l'algorithme de flux de particules (PF-jets). Les PF-jets sont choisis pour cette analyse en raison des meilleures performances qu'ils présentent par rapport aux deux autres types [118, 119] (cf. §4.3.4). L'identification des jets pour l'analyse $t\bar{t}$ impose des critères supplémentaires :

- présence d'au moins quatre jets dont 2 issus de quark b
- $P_t(1^{er} \text{ jets}) \geq 70 \text{ GeV}.c^{-1}$, $P_t(2^{ème} \text{ jets}) \geq 50 \text{ GeV}.c^{-1}$,
 $P_t(3^{ème} \text{ et } 4^{ème} \text{ jets}) \geq 30 \text{ GeV}.c^{-1}$
- $|\eta| < 2,4$
- $NHF < 0,99$
- $CEF < 0,99$
- $NEF < 0,99$
- $CHF > 0$
- $CM > 0$

NHF et NEF sont les fractions d'énergies des particules neutres, respectivement dans le calorimètre hadronique (NHF) et dans le calorimètre électromagnétique (NEF). CHF/CEF sont les fractions d'énergies des particules chargées, dans le calorimètre hadronique (CHF) et dans le calorimètre électromagnétique (CEF). CM est la multiplicité des jets en terme de particules chargées. Les performances de ces coupures ont été étudiées par le groupe JetID [120, 121]. L'efficacité de sélection des bons jets est de $97,63 \pm 0,03$ sur les simulations Monté Carlo et de $95,84 \pm 0,99$ sur les données à $2,36 \text{ TeV}$ [122].

La coupure en impulsion transverse est de 70 et 50 $\text{GeV}.c^{-1}$ pour les deux premiers jets afin de rejeter le maximum d'évènements des fond $W/Z + \text{jets}$. Ainsi, le rapport signal sur bruit (S/B) est amélioré.

Afin de restreindre la combinatoire associée aux jets pour la reconstruction de la masse invariante $t\bar{t}$, seuls les huit jets de plus haute impulsion transverse et ayant répondu aux contraintes précédentes sont conservés. Le choix de huit jets est un compromis entre avoir une bonne efficacité de sélection des 4 jets issus de la paire $t\bar{t}$, avoir une bonne efficacité de sélection des 2 jets étiquetés b et le nombre de combinaison de 4 jets. Le tableau 7.4 présente les résultats de la sélection de 4 à 10 jets.

N jets de plus haut P_t	Efficacite de sel. des 4 jets $t\bar{t}$	Efficacite de sel. des jets de b	Nombre de combinaisons
10	96%	99.1%	2520
9	94%	99.0%	1512
8	92%	98.5%	840
7	88%	97.0%	420
6	84%	96.9%	180
5	75%	93.0%	60
4	49%	89.0%	12

TAB. 7.4 – *Tableau des résultats de l'efficacité de sélection des 4 jets issus de la paire $t\bar{t}$, de l'efficacité de sélection des 2 jets étiquetés b et du nombre de combinaison de 4 jets en fonction du nombre de jets sélectionnés.*

L'algorithme d'identification des jets issus de quark b *track counting* est utilisé pour étiqueter les jets sélectionnés (cf. section 4.3.2 §L'étiquetage des jets issus de quark b). Cet algorithme possède une efficacité de sélection de $76 \pm 1 \%$ et un taux de mauvaise identification de 10 % [123]. Du fait de la faible statistique de sélection des évènements avec 2 jets étiquetés b , la forte efficacité est privilégié au dépend du taux de mauvaise identification.

L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est calculée à partir de l'algorithme de flux de particules [118]. Elle est définie comme le module de la somme des impulsions transverses de toutes les particules reconstruites par l'algorithme de flux de particules. Une coupure à 20 GeV est appliquée afin de rejeter les évènements de fond QCD multijets.

7.3.2 Performance de la sélection

Taux d'évènements après coupures

Les taux d'évènements après les coupures sont résumés dans le tableau 7.5 pour le canal semi-muonique et dans le tableau 7.6 pour le canal semi-électronique. Pour le canal semi-électronique et semi-muonique, l'accord entre le nombre de données et de MC est bon et l'écart relatif est respectivement de 1,4 % et de 0,6 %. Les coupures sont donc maîtrisées dans l'absolu.

Efficacité des chemins de déclenchement

Les efficacités des différents chemins de déclenchement sont établies à partir d'une étude MC sur des événements $t\bar{t}$ et sur des événements de signaux Z' (cf. tableaux 7.7 et 7.9). Ces efficacités sont combinées pour obtenir une efficacité globale. La combinaison pondère chacun des chemins de déclenchement à la luminosité intégré qui leur est associé (cf. tableaux 7.8 et 7.10). La figure 7.13 présente les distributions de ces efficacités dans le cas d'une sélection avec deux jets étiquetés b . Les distributions ont aussi été obtenues séparément pour chacun des chemins de déclenchement. Ses distributions sont présentées dans l'annexe A par souci de clarté du texte.

Type de données	MS $t\bar{t}$	W + jets	Z + jets	top célibataires	QCD	\sum MC	données (4,98 fb^{-1})
Sélection semi-muonique	21889	12258	1474	1179	0	36800 ± 161	37018
Sélection (avec 2 jets étiquetage b)	15746	2438	271	719	0	19175 ± 73	19175
+ $M_{t\bar{t}} > 500 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$	9501	2024	206	531	0	12261 ± 75	12310

TAB. 7.5 – Tableau présentant les nombres d'événements semi-muoniques après coupures, pour les 4,98 fb^{-1} de données et les fonds.

Type de données	MS $t\bar{t}$	W + jets	Z + jets	top célibataires	QCD	\sum MC	données (4,98 fb^{-1})
Sélection semi-électronique	17723	9247	1620	961	2715	32267 ± 691	31853
Sélection (avec 2 jets étiquetage b)	12729	1770	284	587	289	15659 ± 168	15659
+ $M_{t\bar{t}} > 500 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$	7894	1507	226	440	289	10357 ± 168	10503

TAB. 7.6 – Tableau présentant les nombres d'événements semi-électroniques après coupures, pour les 4,98 fb^{-1} de données et les fonds.

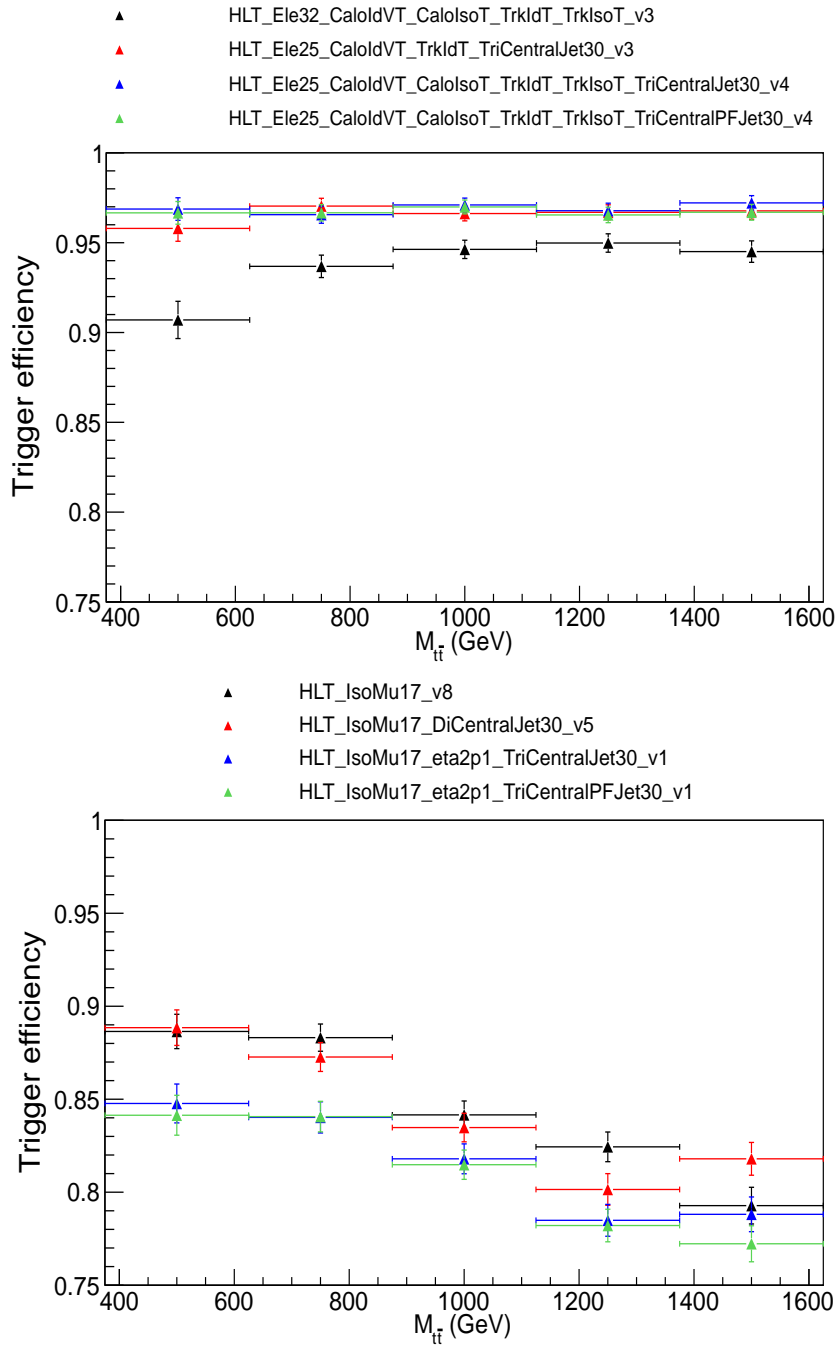


FIG. 7.13 – Efficacités de sélection, sur des événements $MC\ t\bar{t}$, des chemins de déclenchements pour le canal semi-électronique (figure de gauche) et pour le canal semi-muonique (figure de droite) en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$.

chemins de déclenchements	type de MC	efficacités		
		nominal	1 b-tag	2 b-tag
HLT_IsoMu17	Z' (750 GeV)	88.3±0.6	88.1±0.7	88.3±0.7
	Z' (1000 GeV)	84.3±0.7	84.3±0.7	84.2±0.7
	Z' (1250 GeV)	82.0±0.7	81.9±0.7	82.4±0.8
	Z' (1500 GeV)	79.1±0.9	79.3±0.9	79.3±1.0
	$t\bar{t}$	88.3±0.5	88.4±0.5	88.2±0.6
HLT_IsoMu17 _DiCentralJet30	Z' (750 GeV)	87.2±0.7	87.0±0.7	87.3±0.7
	Z' (1000 GeV)	83.9±0.7	83.9±0.7	83.5±0.8
	Z' (1250 GeV)	80.5±0.7	80.5±0.8	80.1±0.9
	Z' (1500 GeV)	81.7±0.8	81.9±0.8	81.8±0.9
	$t\bar{t}$	88.4±0.8	88.3±0.8	88.3±0.9
HLT_IsoMu17_eta2p1 _TriCentralJet30	Z' (750 GeV)	83.5±0.7	83.4±0.7	84.0±0.8
	Z' (1000 GeV)	81.5±0.7	81.5±0.7	81.8±0.8
	Z' (1250 GeV)	78.5±0.8	78.5±0.8	78.5±0.9
	Z' (1500 GeV)	78.0±0.8	78.1±0.8	78.8±0.9
	$t\bar{t}$	84.1±0.8	84.0±0.9	84.7±1.0
HLT_IsoMu17_eta2p1 _TriCentralPFJet30	Z' (750 GeV)	83.8±0.7	83.7±0.7	84.1±0.8
	Z' (1000 GeV)	81.4±0.7	81.5±0.7	81.5±0.8
	Z' (1250 GeV)	78.4±0.8	78.2±0.8	78.2±0.9
	Z' (1500 GeV)	75.9±0.9	76.2±0.9	77.2±1.0
	$t\bar{t}$	81.6±0.9	81.6±0.9	82.4±1.0

TAB. 7.7 – Tableau des efficacités des différents chemins de déclenchement muonique sur des événements $t\bar{t}$ et de signal.

	Z' (750 GeV)	Z' (1000 GeV)	Z' (1250 GeV)	Z' (1500 GeV)
nominal	85,3±0,4	82,6±0,4	79,7±0,4	78,5±0,4
1 b-tag	85,2±0,4	82,6±0,4	79,6±0,4	78,7±0,4
2 b-tag	85,6±0,4	82,6±0,4	79,7±0,5	79,1±0,5

TAB. 7.8 – Tableau des efficacités combinées des différents chemins de déclenchement muonique sur les événements de signal Z' .

chemins de déclenchements	type de MC	efficacités		
		nominal	1 b-tag	2 b-tag
HLT_Ele27_CaloIdVT _CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT	Z' (750 GeV)	97.3±0.4	97.4±0.4	97.6±0.4
	Z' (1000 GeV)	97.7±0.3	97.6±0.3	97.5±0.4
	Z' (1250 GeV)	97.5±0.3	97.5±0.3	97.4±0.4
	Z' (1500 GeV)	97.4±0.4	97.5±0.4	97.7±0.4
	$t\bar{t}$	n/a	n/a	n/a
HLT_Ele32_CaloIdVT _CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT	Z' (750 GeV)	93.6±0.5	93.6±0.6	93.7±0.6
	Z' (1000 GeV)	95.0±0.4	95.0±0.4	94.6±0.5
	Z' (1250 GeV)	95.1±0.5	95.0±0.5	95.0±0.5
	Z' (1500 GeV)	94.6±0.5	94.7±0.5	94.5±0.6
	$t\bar{t}$	93.8±0.5	93.9±0.5	94.0±0.5
HLT_Ele25_CaloIdVT _TrkIdT_TriCentralJet30	Z' (750 GeV)	96.6±0.4	96.6±0.4	97.0±0.4
	Z' (1000 GeV)	96.9±0.3	96.9±0.4	96.6±0.4
	Z' (1250 GeV)	96.8±0.4	96.8±0.4	96.7±0.4
	Z' (1500 GeV)	96.5±0.4	96.5±0.4	96.8±0.5
	$t\bar{t}$	97.2±0.3	97.2±0.3	97.3±0.4
HLT_Ele25_CaloIdVT _CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT _TriCentralJet30	Z' (750 GeV)	96.4±0.4	96.3±0.4	96.6±0.5
	Z' (1000 GeV)	96.8±0.4	96.8±0.4	97.1±0.4
	Z' (1250 GeV)	96.5±0.4	96.4±0.4	96.8±0.4
	Z' (1500 GeV)	97.1±0.4	97.2±0.4	97.2±0.4
	$t\bar{t}$	96.4±0.5	96.4±0.5	96.7±0.6
HLT_Ele25_CaloIdVT _CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT _TriCentralPFJet30	Z' (750 GeV)	96.7±0.4	96.7±0.4	96.7±0.5
	Z' (1000 GeV)	96.9±0.3	96.9±0.3	97.0±0.4
	Z' (1250 GeV)	96.4±0.4	96.5±0.4	96.5±0.4
	Z' (1500 GeV)	96.7±0.4	96.8±0.4	96.7±0.4
	$t\bar{t}$	96.3±0.5	96.2±0.5	96.1±0.6

TAB. 7.9 – Tableau des efficacités des différents chemins de déclenchement électronique sur des événements $t\bar{t}$ et de signal.

	Z' (750 GeV)	Z' (1000 GeV)	Z' (1250 GeV)	Z' (1500 GeV)
nominal	96,4±0,3	96,8±0,2	96,5±0,3	96,9±0,3
1 b-tag	96,4±0,3	96,8±0,2	96,5±0,3	96,9±0,3
2 b-tag	96,6±0,3	96,9±0,3	96,7±0,3	97,0±0,3

TAB. 7.10 – Tableau des efficacités combinées des différents chemins de déclenchement électronique sur les événements de signal Z'.

Efficacité de la sélection

Les efficacités de sélections sont déterminées séparément pour le canal semi-muonique et le canal semi-électronique. Elles sont déterminées sur des simulations d'événements de signal (Z') et d'événements $t\bar{t}$ issus du Modèle Standard. Les résultats sont inclusifs quand tous les canaux de désintégration de la paire de quarks top font partie de l'échantillon d'événements étudié (cf. équation (7.4)), et non inclusifs quand seul un canal semi-leptonique fait partie de l'échantillon d'événements étudié (cf. équation (7.5)).

$$\varepsilon_{inclusive} = \frac{\text{nb d'événements après sélection}}{\text{nb d'événements simulés}} \quad (7.4)$$

$$\varepsilon_{non\ inclusive} = \frac{\text{nb d'événements après sélection}}{\text{nb d'événements semi-}\mu \text{ (ou semi-e) simulés}} \quad (7.5)$$

Les résultats non inclusifs sont présentés sur la figure 7.14. Les trois coupures les plus importantes sont celles sur les leptons, sur les jets et sur les jets étiquetés b . Au final, après toutes les coupures, les efficacités sont de l'ordre de 20 % pour les événements de signal et $t\bar{t}$. Le faible écart d'efficacité entre la sélection semi-muonique et semi-électronique peut aussi être remarqué.

Les événements sélectionnés par les coupures semi-muoniques peuvent contenir des événements issus du canal dileptonique, hadronique, semi-électronique et semi-tauique. De même pour les événements sélectionnés par les coupures semi-électronique. La contamination des canaux semi-leptonique par le canal dileptonique est de 13 % et la contamination des canaux semi-électronique et semi-muonique par le canal hadronique est respectivement de 1,8 et 0,1 % (cf. référence [124]). La contamination des canaux semi-leptoniques est quantifié en observant la contamination des événements d'un canal par les deux autres. La contamination C est définie par l'équation (7.6) qui est ici appliquée au canal semi-muonique.

$$C_{non\ inclusive}^{canal\ semi-\mu} = \frac{\text{nb d'événements semi-e et semi-}\tau \text{ après sélection}}{\text{nb d'événements semi-}\mu \text{ simulés}} \quad (7.6)$$

Les deux cas suivants sont étudiés :

- (a) La contamination de la sélection semi-muonique par les événements semi-électroniques et semi-tauiques
- (b) La contamination de la sélection semi-électronique par les événements semi-muoniques et semi-tauiques

Les résultats de ces deux études de cas ont été établies sur des événements simulés de signal (Z') et $t\bar{t}$. Dans les deux cas ((a) ou (b)), la contamination du canal par les deux autres est comprise entre 3 et 4 % de l'échantillon

non-inclusif (cf. figures 7.16 et 7.17). Rapportée au nombre d'évènements sélectionnés (cf. équation 7.7), la contamination s'élève jusqu'à 7 %, ce qui n'est pas négligeable. La figure 7.15 présente un schéma récapitulatif des résultats discutés ici.

$$C_{\text{relative}}^{\text{canal semi-}\mu} = \frac{\text{nb d'évènements semi-e et semi-}\tau \text{ après sélection}}{\text{nb d'évènements semi-}\mu \text{ sélectionnés}} \quad (7.7)$$

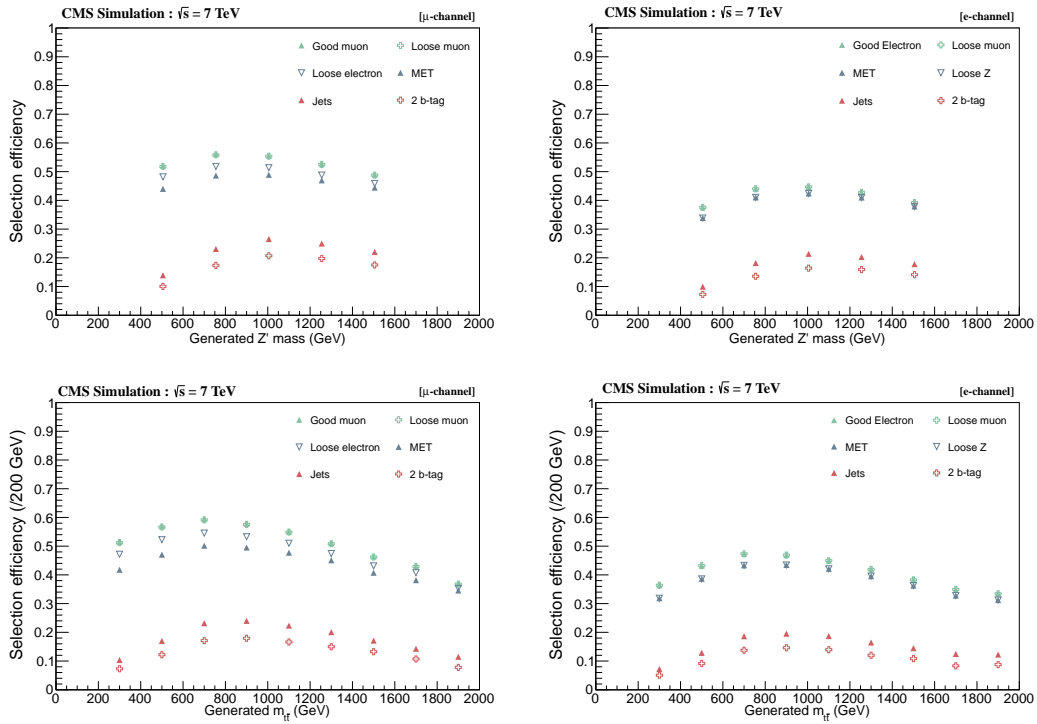


FIG. 7.14 – *Efficacité de sélection non inclusive des évènements Z' (figures du haut) et $t\bar{t}$ (figures du bas) après chacune des coupures. Les figures de gauche représentent le canal semi-muonique et les figures de droites le canal semi-électronique.*

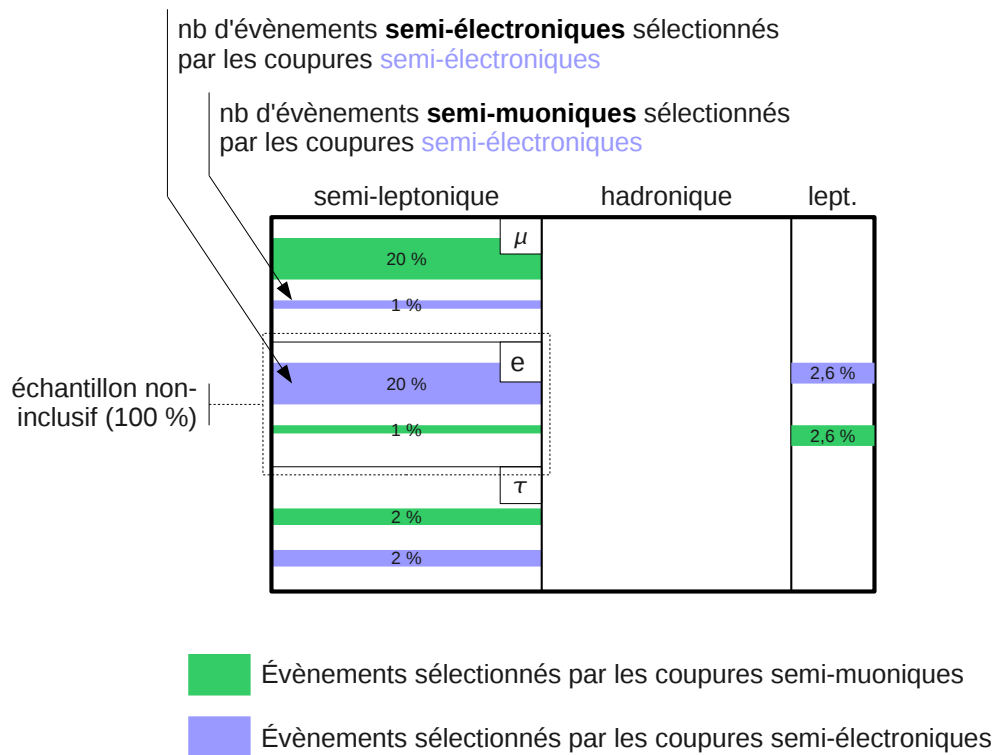


FIG. 7.15 – Schéma récapitulatif des résultats de la sélection semi-muonique et semi-électronique sur des évènements $t\bar{t}$.

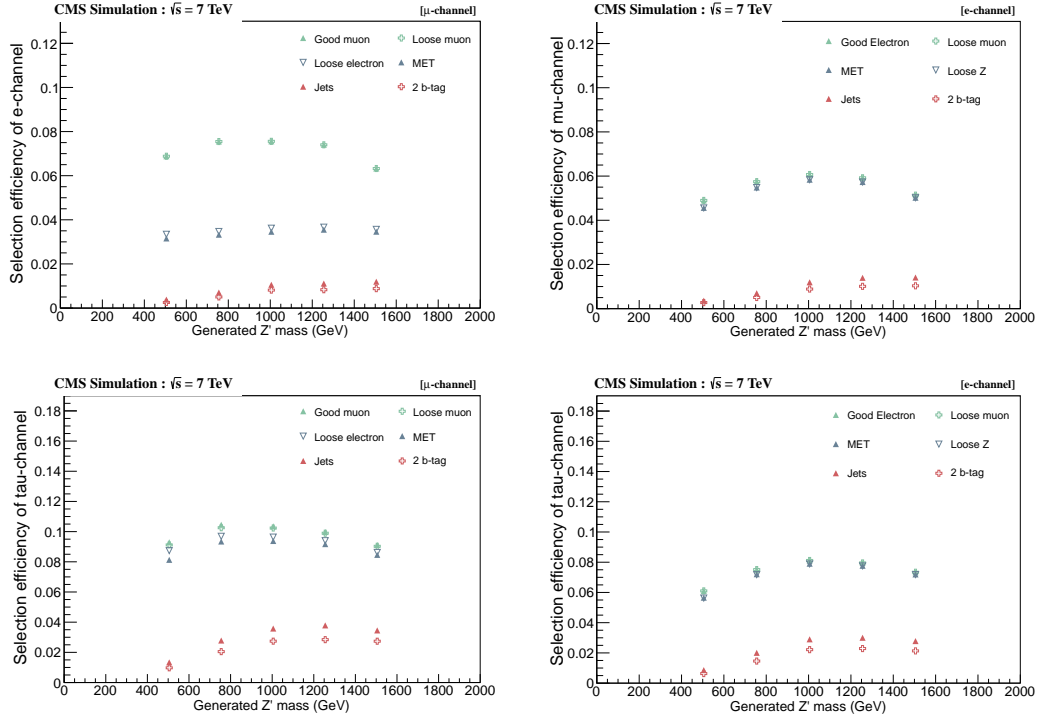


FIG. 7.16 – Efficacité de la sélection semi-muonique (figures de gauche) et semi-électronique (figures de droite) sur les autres canaux semi-leptoniques, sur des événements de signal Z' ; la figure en haut à gauche représente la sélection d'événements semi-électroniques par les coupures semi-muonique, a contrario de la figure en haut à droite. Les deux figures du bas représentent la contamination par le canal semi-tauique.

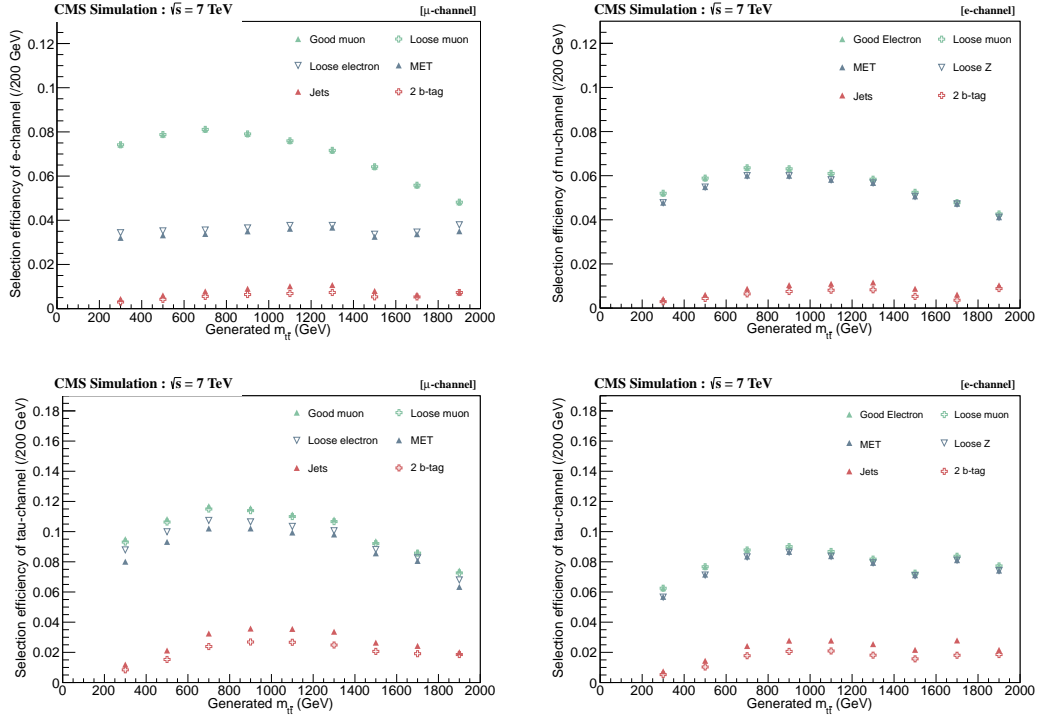


FIG. 7.17 – Efficacité de la sélection semi-muonique (figures de gauche) et semi-électronique (figures de droite) sur les autres canaux semi-leptoniques sur des événements $t\bar{t}$; la figure en haut à gauche représente la sélection d'événements semi-électroniques par les coupures semi-muoniques, a contrario de la figure en haut à droite. Les deux figures du bas représentent la contamination par le canal semi-tauique.

7.4 Reconstruction de la masse invariante

La reconstruction de la masse invariante des évènements sélectionnés s'effectue en deux parties. La première partie consiste à calculer la composante longitudinale du neutrino. La deuxième partie détermine, parmi tous les jets d'un évènement, lesquels proviennent de la désintégration $t\bar{t}$. Une troisième étape, utilisant un ajustement des paramètres cinématiques de la désintégration $t\bar{t}$, est aussi présentée. Cette étape a montré ses limites pour les données de l'année 2011 et à donc été retirée de l'analyse. Elle est toutefois présentée et son retrait justifié.

7.4.1 Reconstruction complète du neutrino

La première étape pour reconstruire la masse invariante $t\bar{t}$ consiste à calculer la composante longitudinale du neutrino. En effet, seule sa composante transverse, associée à l'énergie transverse manquante dans le détecteur, est connue. La composante longitudinale est déterminée en résolvant l'équation du second ordre issu de la masse invariante du couple lepton-neutrino contrainte à la masse du boson W ($m_W = 80.4 \text{ GeV}.c^{-2}$ [22]).

D'après la conservation de la quadri-impulsion du boson W, sa masse invariante est :

$$\begin{aligned} M_W^2 &= E_W^2 - P_W^2 = (E_l + E_\nu)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2 \\ &= M_l^2 + M_\nu^2 + 2E_l E_\nu - 2(p_x^l \cdot p_x^\nu + p_y^l \cdot p_y^\nu + p_z^l \cdot p_z^\nu) \end{aligned}$$

il en est déduit :

$$\Rightarrow \alpha = E_\nu - p_z^\nu \cdot \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right) = \frac{M_W^2 - M_l^2 + 2(p_x^l \cdot p_x^\nu + p_y^l \cdot p_y^\nu)}{2E_l}$$

$$\alpha^2 = \left(E_\nu - p_z^\nu \cdot \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right)\right)^2 = \left(1 - \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right)^2\right) \cdot (p_z^\nu)^2 - 2\alpha \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right) \cdot (p_z^\nu) + (p_x^\nu)^2 + (p_y^\nu)^2$$

Ce qui fournit l'équation du second ordre à résoudre. La solution de cette équation est la composante longitudinale du neutrino (p_z^ν) :

$$\left[1 - \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right)^2\right] \cdot (p_z^\nu)^2 - \left(2\alpha \frac{p_z^l}{E_l}\right) \cdot (p_z^\nu) + (p_x^\nu)^2 + (p_y^\nu)^2 - \alpha^2 = 0$$

Cette équation peut être simplifiée de la sorte :

$$a.(p_z^\nu)^2 + b.(p_z^\nu) + c = 0 \quad (7.8)$$

avec :

$$a = 1 - \left(\frac{p_z^l}{E_l}\right)^2 ; \quad b = -2\alpha \frac{p_z^l}{E_l} ; \quad c = (p_x^\nu)^2 + (p_y^\nu)^2 - \alpha^2$$

La résolution de cette équation aboutit à trois cas possibles. Les cas où le discriminant est positif ou nul aboutissent à une solution physique de la composante longitudinale du neutrino. Dans le cas où le discriminant est strictement négatif, il n'y a pas de solution physique. Une solution réelle est alors recherchée en faisant varier la valeur absolue de l'impulsion transverse du neutrino jusqu'à ce que le discriminant s'annule. Pour cela, il faut réexprimer le discriminant (Δ) de l'équation précédente en fonction de l'impulsion transverse du neutrino (p_t^ν).

$$\Delta = u.(p_t^\nu)^2 + vp_t^\nu + w$$

avec :

$$u = \frac{4}{E_l^2} \left[(p_x^l + p_y^l \cdot \frac{p_y^\nu}{p_x^\nu})^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{p_y^\nu}{p_x^\nu}\right)^2 \right]^{-1} - (E_l)^2 + (p_z^l)^2 \right]$$

$$v = \frac{4}{E_l^2} (M_W^2 - M_l^2) (p_x^l + p_y^l \cdot \frac{p_y^\nu}{p_x^\nu}) \cdot \left[1 + \left(\frac{p_y^\nu}{p_x^\nu}\right)^2 \right]^{-1/2}$$

$$w = \frac{1}{E_l^2} (M_W^2 - M_l^2)^2$$

Donc obtenir la nullité du discriminant revient à résoudre la nouvelle équation différentielle du second ordre suivante :

$$\Delta(p_t^\nu) = u.(p_t^\nu)^2 + vp_t^\nu + w = 0 \Rightarrow \text{équation du second ordre pour le } p_t^\nu$$

Les solutions réelles de cette équation aboutissent aux valeurs d'impulsion transverse (p_t^ν) qui annulent le discriminant imaginaire de l'équation (7.8). Ces dernières sont utilisées pour réexprimer les composantes (x,y) de l'impulsion du neutrino (cf. équations (7.9) et (7.10)) qui sont réinjectées à elles directement dans la première équation du second ordre (équation (7.8)).

Les solutions imaginaires n'aboutissent à aucune réalité physique. Donc dans ces cas, la composante longitudinale du neutrino est considérée comme nulle.

$$p_x^\nu = (p_t^\nu)_i \cdot \left[1 + \left(\frac{p_y^\nu}{p_x^\nu} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (7.9)$$

$$p_y^\nu = (p_t^\nu)_i \cdot \left[1 + \left(\frac{p_x^\nu}{p_y^\nu} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (7.10)$$

Remarque sur ces solutions : les rapports $\frac{p_y^\nu}{p_x^\nu}$ et $\frac{p_x^\nu}{p_y^\nu}$ sont constants.

7.4.2 Choix des jets et association de leurs saveurs

La deuxième étape de la reconstruction du spectre de masse invariante $t\bar{t}$, consiste à trouver la meilleure combinaison de quatre jets parmi les huit sélectionnés. La meilleure combinaison est obtenue en minimisant une fonction de χ^2 (cf. équation 7.11). Cette minimisation permet aussi de choisir la composante longitudinale du neutrino dans le cas où deux solutions réelles sont possibles.

$$\chi^2 = \sum \chi_i^2 = \sum \frac{(x_i^{mes} - x_i^{ref})^2}{\sigma_i^2} \quad (7.11)$$

La fonction du χ^2 (cf. équation 7.11) détermine pour plusieurs paramètres x l'écart entre une valeur de référence (x_i^{ref}) et une valeur mesurée (x_i^{mes}), rapporté à la résolution (σ_i) de ce dernier. Les paramètres sont au nombre de cinq : la masse du quark top hadronique, la masse du quark top leptonique, la masse du boson W côté hadronique et deux termes qui combinent les impulsions transverses des objets (cf. équation (7.12)). Le premier est l'impulsion transverse associée à la somme des quatre jets, du lepton et du neutrino. Et le deuxième est la somme des impulsions transverses des quatre hypothétiques jets divisée par celle de tous les jets sélectionnés.

$$\chi^2 = \chi_{m(t_{lep})}^2 + \chi_{m(t_{had})}^2 + \chi_{m(W_{had})}^2 + \chi_{pt(t\bar{t})}^2 + \chi_{HT_{frac}}^2 \quad (7.12)$$

Les valeurs des paramètres de références et leur résolution sont présentées dans le tableau 7.11. Ces valeurs sont déterminées à partir d'événements $t\bar{t}$ simulés. Les distributions d'où sont extraites ces valeurs, sont présentées dans les figures 7.19 et 7.20.

La combinatoire associée à la minimisation d'une telle fonction du χ^2 est, dans le cas de N jets ($8 \geq N \geq 4$) : C_N^{N-4} . L'assignation des saveurs au jet, en tenant compte de la non-distinction des jets issus du boson W, engendre une multiplication par douze de ce nombre de combinaisons. De plus, dans le cas

Quantités x_i^{ref}	Valeurs de références (GeV)	largeur σ_i (GeV ²)
$m(t_{lep})$ [semi-mu]	168,6	14,75
$m(t_{lep})$ [semi-e]	168,7	14,13
$m(W_{had})$	80,61	10,17
$m(t_{had})$	168,4	16,13
$pt(t\bar{t})$	0	56,93
HT_{frac}	1	0,151

TAB. 7.11 – Valeurs et résolutions de référence pour l'optimisation du χ^2 .

où deux solutions sont possibles pour la composante du neutrino, ce nombre est multiplié par deux.

Les performances de l'association des jets sont visibles dans la figure 7.18 [125]. L'efficacité d'association des bons jets varie entre 40 et 60 %. La probabilité de se tromper dans l'association d'un jet varie entre 35 et 45 %. Et la mauvaise association de plus de 2 jets est inférieure à 15 %.

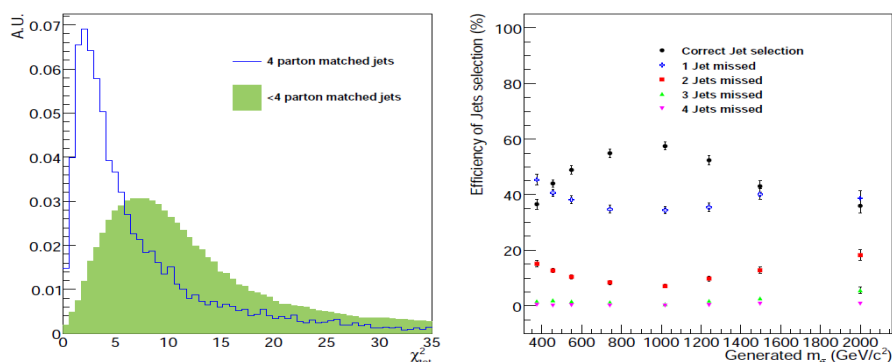


FIG. 7.18 – A gauche, distribution du meilleur χ^2 pour 4 jets bien associés (courbe bleue) et moins de 4 jets (courbe verte). A droite, distribution de l'efficacité d'association des jets en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$.

7.4.3 Ajustement cinématique

Pour la prise des données de l'année 2010, un ajustement cinématique des quadri-impulsions des objets de l'état final, en plus du χ^2 , était appliqué. Il permettait d'améliorer les résolutions des objets reconstruits et ainsi de parfaire la mesure de la masse invariante $t\bar{t}$. La raison de son utilisation était le non-contrôle parfait de la calibration du détecteur et de la chaîne de reconstruction qui engendrait des biais dans la reconstruction de la masse invariante.

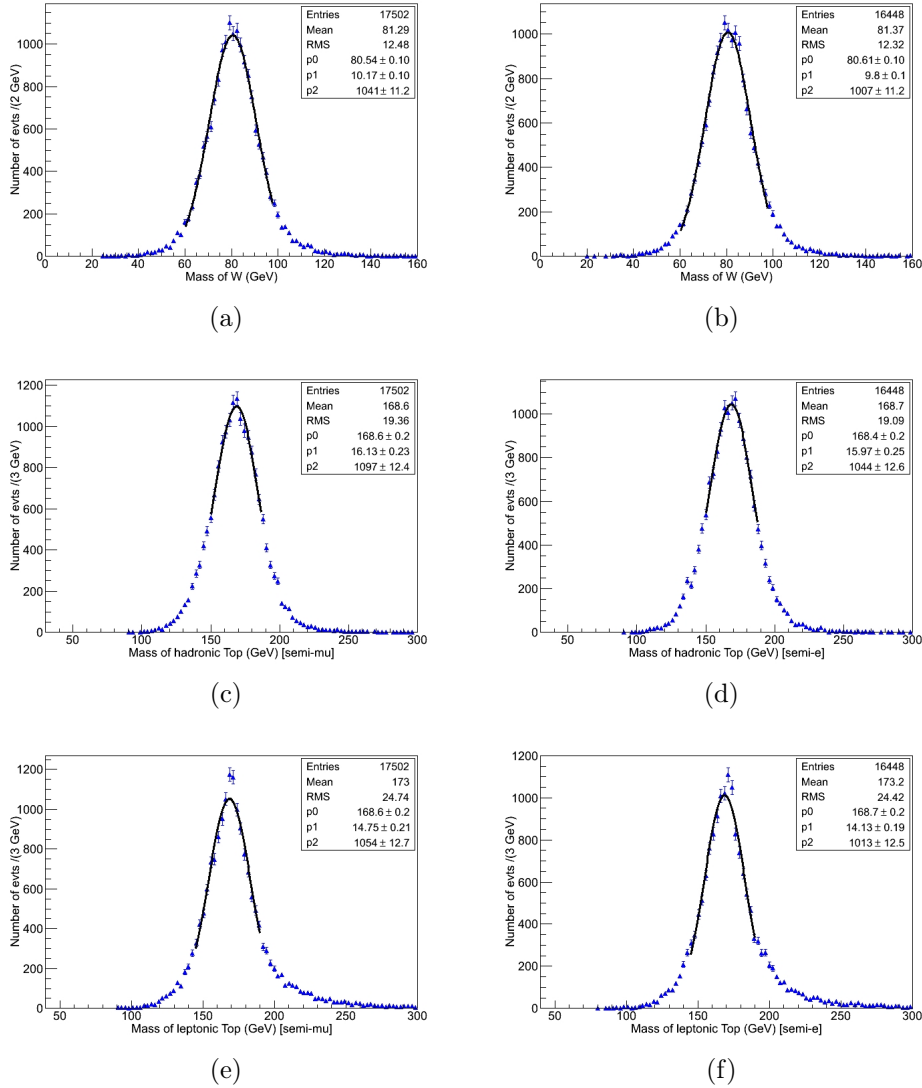


FIG. 7.19 – *Distribution des masses invariantes lepton-neutrino (a,b), top hadronique (c,d) et top leptonique (e,f); la colonne de gauche représente la sélection semi-muonique et la colonne de droite la sélection sem-électronique. Simulation établie à partir d'évènements MC $t\bar{t}$.*

Cet ajustement est basé sur la minimisation numérique d'une fonction de χ^2 (cf. équation (7.13)). La fonction du χ^2 possède deux types de termes : les termes avec les variables à ajuster et les termes de contraintes. Les variables à ajuster sont au nombre de seize, (η, ϕ, E) des quatre jets, l'énergie (E) du lepton et les trois composantes de l'impulsion du neutrino (P_x, P_y, P_z) . Les termes de contraintes sont au nombre de quatre et permettent de faire converger les valeurs des variables à ajuster, le premier calcule l'écart entre

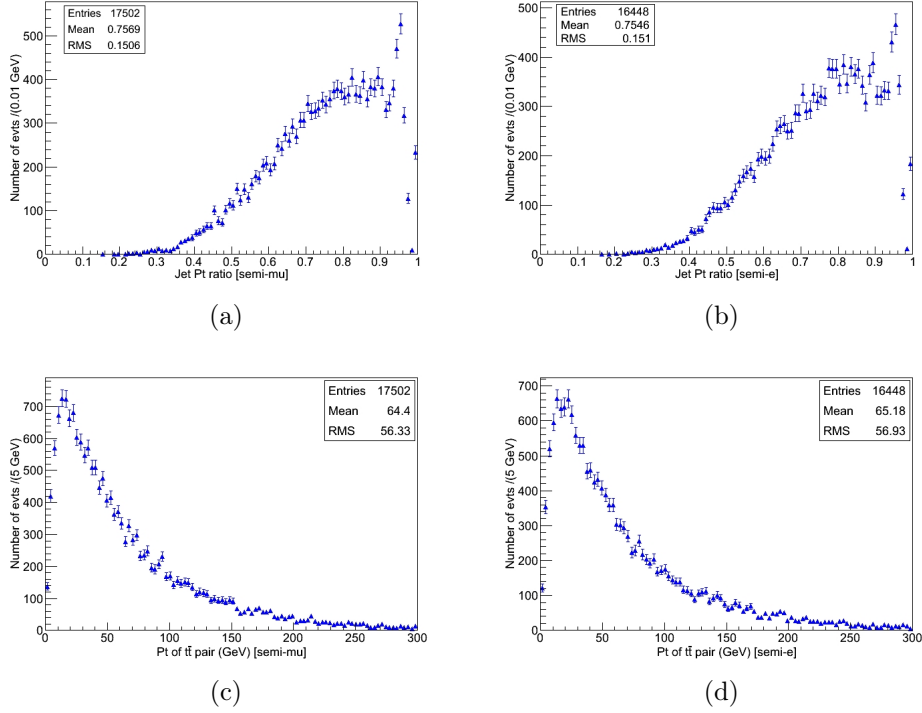


FIG. 7.20 – Distribution de la variable HT_{frac} , en haut, et de la somme des impulsions transverses des objets $t\bar{t}$, en bas, pour le canal semi-muonique (a,c) et semi-électronique (b,d). Simulation établie à partir d'évènements MC $t\bar{t}$.

la masse invariante lepton-neutrino et la masse du boson W, le deuxième entre la masse invariante des deux quarks légers et la masse du boson W, le troisième entre la masse invariante lepton-neutrino-quark b et la masse du quark top, et le quatrième entre la masse invariante des deux quarks légers plus du quark b et la masse du quark top.

$$\begin{aligned}
 \chi^2 &= \chi_{\text{ajusté}}^2 + \chi_{\text{contraint}}^2 \\
 &= \sum_i \left(\frac{x_i^{\text{mesuré}} - x_i^{\text{ajusté}}}{\sigma_i(E)} \right)^2_{\text{ajusté}} + \sum_i \left(\frac{x_i^{\text{vrai}} - x_i^{\text{ajusté}}}{\sigma_i(E)} \right)^2_{\text{contraint}}
 \end{aligned} \tag{7.13}$$

Où les σ représentent les résolutions sur les paramètres mesurés. Elles sont obtenues à partir des données et dépendent de leur énergie.

Le travail important fourni par la collaboration CMS depuis la mise en fonctionnement du détecteur a permis d'améliorer les constantes de calibration, les corrections sur l'énergie des jets, etc. L'utilisation de l'ajustement

cinématique s'est trouvée alors moins performante. La figure 7.21 présente la linéarité de la sélection, avant et après l'ajustement cinématique, pour une simulation d'événements de signal Z' et d'événements $t\bar{t}$. Dans le cas des événements $t\bar{t}$, les linéarités avant et après ajustement sont strictement identiques. Dans le cas des événements de signal, la courbe de linéarité est encore plus éloigné de la bisectrice après l'ajustement.

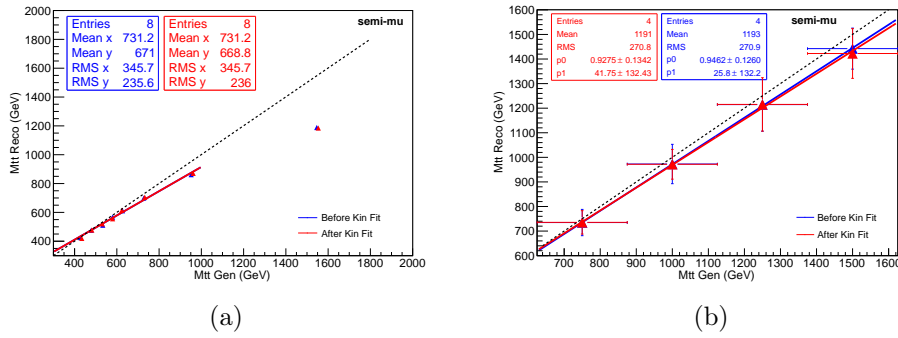


FIG. 7.21 – Linéarité de l'ajustement cinématique pour le canal semi-muonique en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$. La figure (a) est issue de la simulation d'événements $t\bar{t}$ du MS et la figure (b) d'événements de signal Z' .

L'observation des résolutions sur la masse invariante $t\bar{t}$ pour des événements simulés, de signal et de fond $t\bar{t}$ MS, montre aussi l'impact de l'ajustement cinématique sur la sélection (cf. figures 7.22 et 7.23). Un échantillon d'événements où l'assignation des saveurs des jets par le χ^2 est correcte (cf. figures 7.23) et un échantillon d'événements sans vérification de l'assignation (cf. figures 7.22) sont étudiés. Dans les deux échantillons, des sélections semi-muonique et semi-électronique, l'ajustement cinématique n'améliore pas significativement les résolutions sur les événements de signal comme sur les événements $t\bar{t}$. L'ajustement cinématique a même tendance à décaler le biais des distributions. Elles se trouvent plus écartées de zéro après l'ajustement qu'avant.

L'ajustement cinématique a donc été retiré de l'analyse au vu de son impact non significatif.

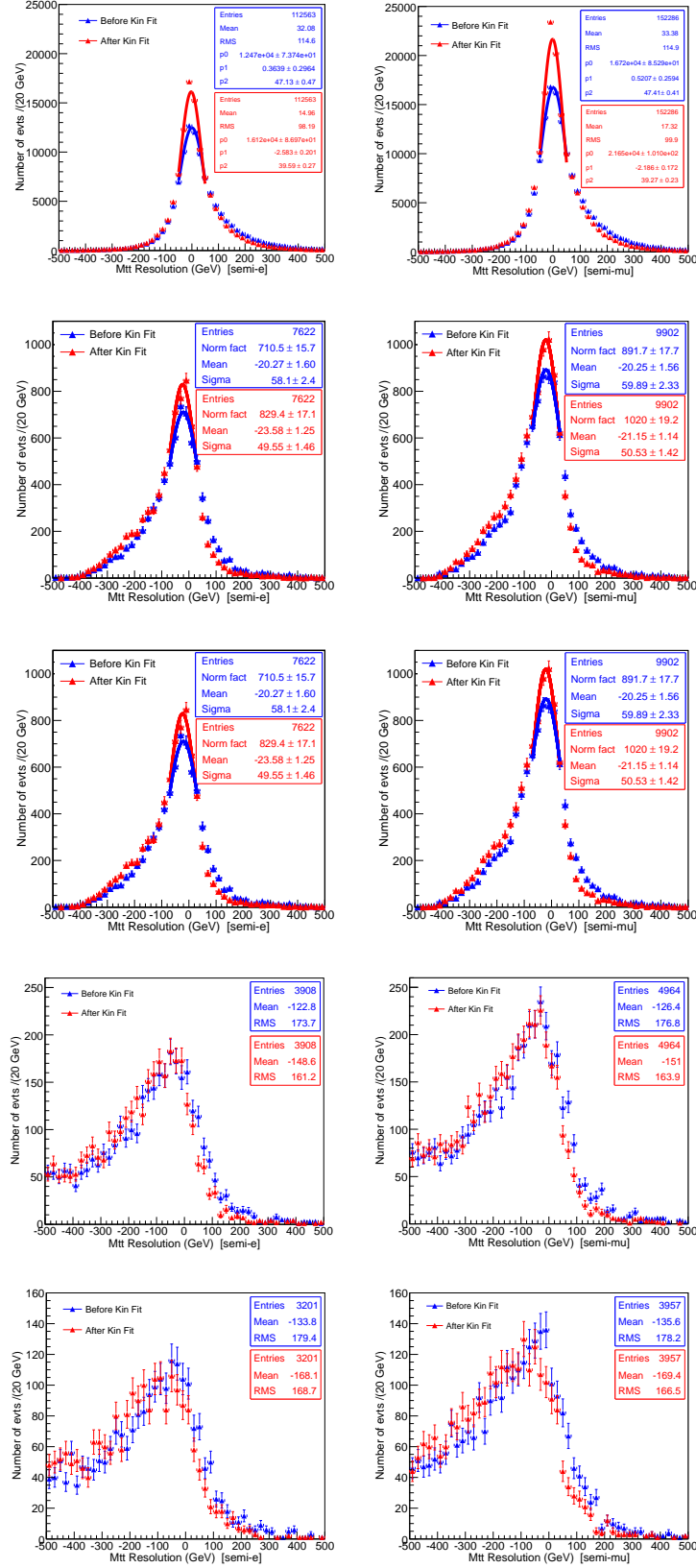


FIG. 7.22 – Résolution sur la masse invariante $t\bar{t}$ ($M_{Gen} - M_{Reco}$) avant (en bleu) et après (en rouge) l'ajustement cinématique. De haut en bas, résolution obtenue avec des simulations d'évènements $t\bar{t}$ MS et Z' à 750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

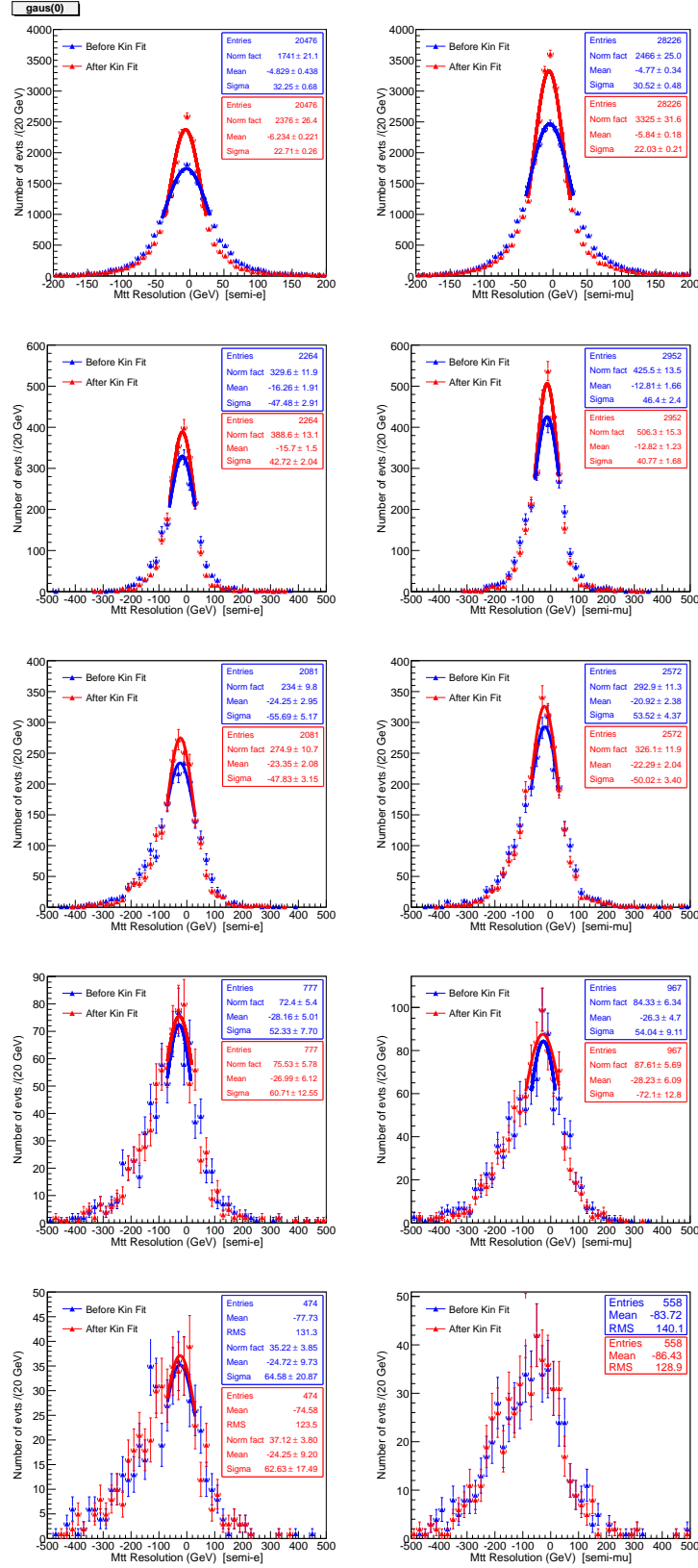


FIG. 7.23 – Résolution sur la masse invariante $t\bar{t}$ ($M_{Gen} - M_{Reco}$) des événements, dont l'association des saveurs de jets par le χ^2 est correcte, avant (en bleu) et après (en rouge) l'ajustement cinématique. De haut en bas, résolution obtenue avec des simulations d'événements $t\bar{t}$ MS et Z' à 750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}\cdot c^{-2}$.

7.5 Comparaisons données-MC

Les données sélectionnées par le canal semi-muonique et le canal semi-électronique sont comparées aux différents fonds Monté Carlo. Une telle comparaison permet de contrôler les coupures de sélection. Ce contrôle est effectué sur plusieurs variables de la sélection. Les variables les plus discriminantes, déterminées dans le §7.3.2, sont présentées dans les figures 7.25, 7.26 et 7.27. Afin de pouvoir comparer les simulations aux données, les distributions des fonds sont normalisées à la luminosité intégrée des données (cf. équation 7.14). La luminosité intégrée atteinte durant l'année 2011 est de $4,98 \text{ fb}^{-1}$. Les sections efficaces utilisées pour les normalisations sont présentées dans le tableau 7.1. L'accord entre les données et les simulations est très bon : aucun écart significatif n'est présent.

$$\epsilon_{MC}^{norm.} = \frac{\mathcal{L}_{données} \times \sigma_{processus} \times \epsilon_{trig} \times (SF_{b-tag})^n}{N_{MC}} \quad (7.14)$$

$\epsilon_{MC}^{norm.}$ est le nombre d'événements d'un processus MC, de section efficace $\sigma_{processus}$, normalisé à la luminosité des données ($\mathcal{L}_{données}$). ϵ_{trig} et SF_{b-tag} sont respectivement l'efficacité de sélection du système de déclenchement et le facteur de correction dû à l'étiquetage des jets b ($SF_{b-tag} = 0.95$ [126]). Ce dernier est une puissance du nombre de jets issus de b (n).

La figure 7.24 présente le spectre de masse invariante des événements top anti-top pour le canal semi-électronique et le canal semi-muonique. Les distributions des données et des simulations Monté Carlo ne montrent pas d'écarts, elles sont en bon accord. L'échantillon d'événements sélectionnés est donc contrôlé et peut être utilisé pour l'étude statistique.

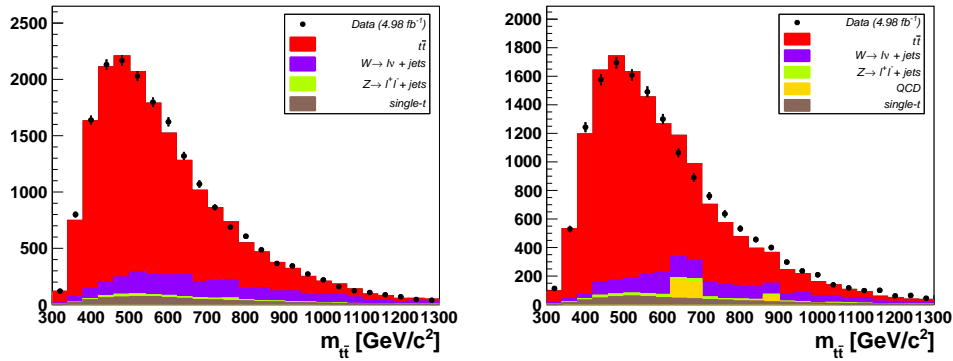


FIG. 7.24 – Comparaison données-simulations de la distribution de la masse invariante $t\bar{t}$, à gauche pour le canal semi-muonique, et à droite pour le canal semi-électronique.

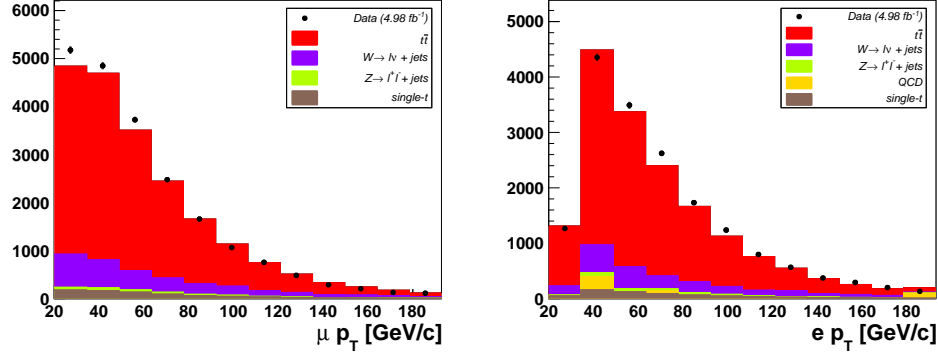


FIG. 7.25 – Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{lepton}) des leptons sélectionnés, à gauche pour le canal semi-muonique, et à droite pour le canal semi-électronique.

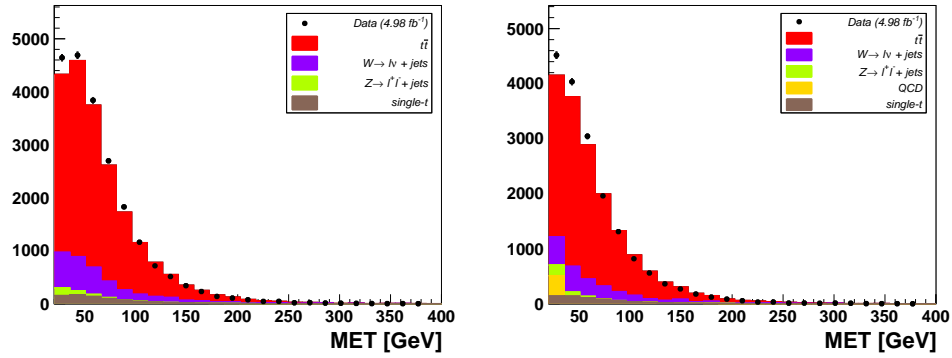


FIG. 7.26 – Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{MET}) de l'énergie transverse manquante (MET), à gauche pour le canal semi-muonique, et à droite pour le canal semi-électronique.

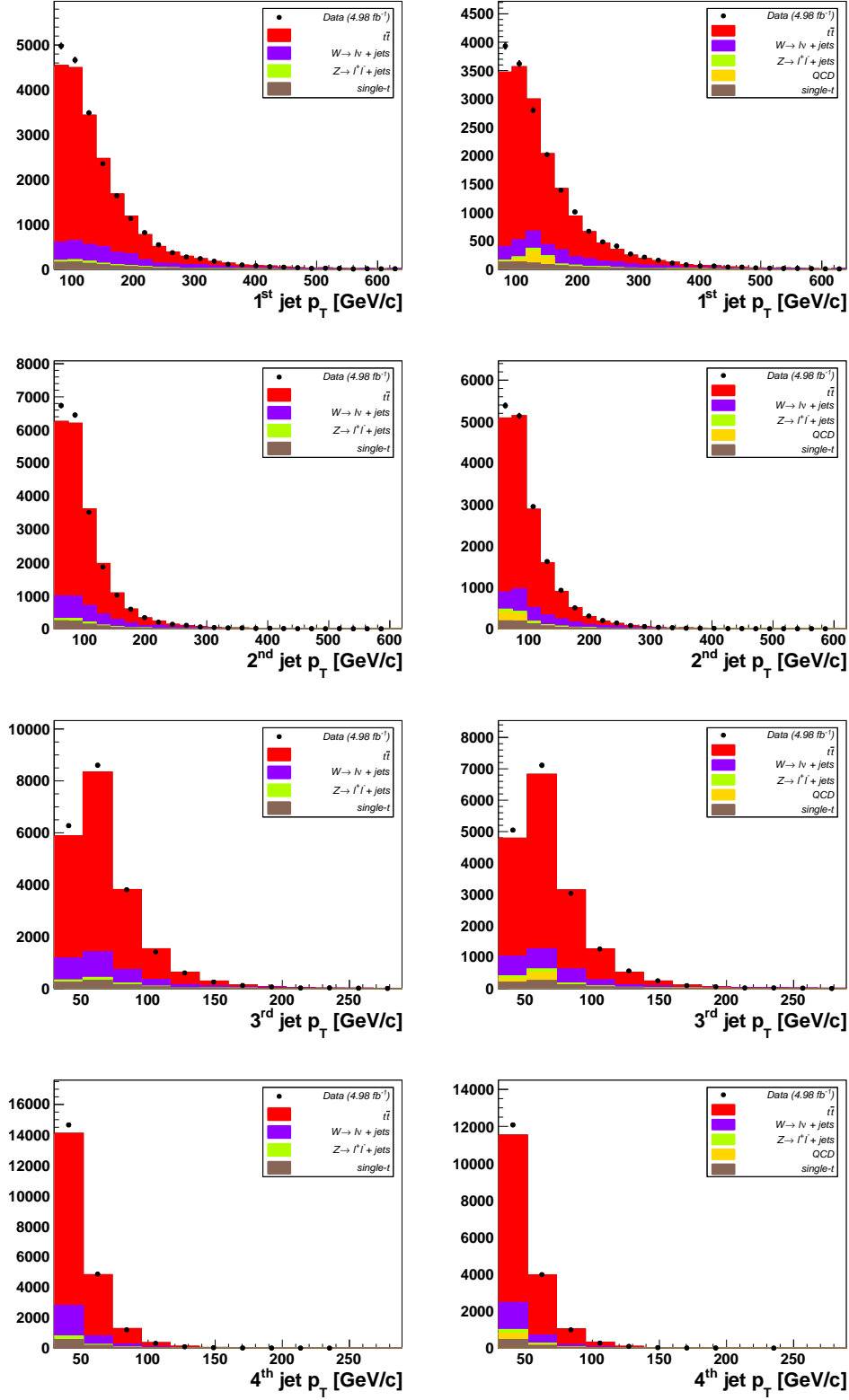


FIG. 7.27 – Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{jets}) des quatre jets sélectionnés, colonne de gauche pour le canal semi-muonique, et colonne de droite pour le canal semi-électronique.

Chapitre 8

Extraction des limites

Sommaire

8.1	La méthode du maximum de vraisemblance . . .	174
8.1.1	Les densités de probabilité du signal	176
8.1.2	Les densités de probabilité des bruits de fond . . .	178
8.1.3	Les erreurs systématiques	180
8.2	Validation de la méthode	181
8.3	Maximisation de la vraisemblance	182
8.4	Résultat : la courbe des limites	184
8.4.1	Limites observées	184
8.4.2	Limites attendues	185
8.4.3	La courbe des limites	189
8.5	Conclusions et perspectives	190

Ce chapitre présente une étude quantitative de la section efficace de production de nouvelles particules. En effet, les spectres de masse invariante $t\bar{t}$ observés dans la figure 7.24 du chapitre précédent ne donnent aucune information quantifiable sur la présence ou non de nouvelles particules se désintégrant en paire $t\bar{t}$.

Cette analyse présente l'avantage de ne pas utiliser les simulations Monte-Carlo pour décrire le bruit de fond. Il est décrit à partir des données. Seul le signal de nouvelle physique est décrit à partir de simulations. Cette stratégie permet d'avoir des résultats unanimes que des analyses utilisant des méthodes multivariées, basées essentiellement sur des simulations, n'ont pas. En effet, les résultats des analyses multivariées obtenues par les expériences du Tevatron, CDF [127] et DØ [128], sont plus performants mais moins unanimes que ceux présentés ici.

Une autre caractéristique de cette analyse est son indépendance vis-à-vis des modèles théoriques. Elle utilise un signal de nouvelle physique qui est générique.

8.1 La méthode du maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance permet d'estimer les valeurs les plus probables que peuvent prendre les paramètres de la densité de probabilité d'une variable.

Dans cette analyse, la variable est la masse invariante $t\bar{t}$ des événements ayant passé la sélection semi-électronique ou semi-muonique. La masse invariante $t\bar{t}$ de ces événements doit être comprise entre 500 et 2000 $GeV.c^{-2}$. La borne inférieure de cet intervalle permet d'étudier les événements présents au-delà du pic de la distribution des événements du fond $t\bar{t}$. La borne supérieure permet d'astreindre l'étude à des événements $t\bar{t}$ où les quarks top ne sont pas boostés. Au-delà de 2000 $GeV.c^{-2}$, les jets boostés issus des quarks top se superposent et ne sont plus discernables par les algorithmes de reconstruction standard. Une autre analyse, cherchant des sous-structures dans les jets, a été mise en place pour étudier ces énergies (cf. référence [129]).

La densité de probabilité qui est associée à la distribution de la variable est définie dans l'équation (8.1).

$$f(m_{t\bar{t}}|\theta) = \frac{N_S f_S(m_{t\bar{t}}) + \sum N_B f_B(m_{t\bar{t}}|\theta)}{N_S + N_B} \quad (8.1)$$

Où, N_S et N_B sont les nombres d'événements de signal et de fond à estimer. f_S et f_B sont les densités de probabilité du signal hypothétique (S) et du bruit de fond (B). Et, θ est un vecteur dont les composantes sont les paramètres à estimer. Les composantes de ce vecteur sont les suivantes :

- le nombre d'événements de nouvelle physique (N_S)
- le nombre d'événements de fond (N_B)
- les paramètres de la densité de probabilité des fonds

La densité de probabilité $f(m_{t\bar{t}}|\theta)$ est une combinaison linéaire des densités de probabilité du signal et du bruit de fond, pondéré par les coefficients $\frac{N_S}{N'}$ et $\frac{N_B}{N'}$, où $N' = N_S + N_B$. Dans cette analyse, quatre densités de probabilité du signal avec chacune une hypothèse de masse différente sont étudiées. Les quatre hypothèses de masses sont : 750, 1000, 1250 et 1500 $GeV.c^{-2}$.

La méthode du maximum de vraisemblance consiste à estimer, simultanément sur les événements semi-électroniques et semi-muoniques, les valeurs les plus probables des paramètres θ . Pour cela, la quantité L, présentée dans l'équation (8.2), est calculée pour chaque valeur possible des paramètres θ . Cette quantité est interprétable comme la probabilité que les paramètres testés soient vraisemblables. Ainsi, sa détermination pour chaque valeur de paramètre possible donne sa distribution. Cette distribution possède un maximum qui est associé aux hypothèses des paramètres les plus probables ($\hat{\theta}$). Cette distribution fournit aussi les intervalles dans lesquels se trouvent ces paramètres les plus probables, à 95 % de niveau de confiance.

$$L(\theta) = \frac{e^{-N'}}{N!} N'^N \prod_{j=1}^N f(m_{t\bar{t}}^j | \theta, N') \quad (8.2)$$

Où, N est le nombre d'évènements $t\bar{t}$ sélectionnés constituant le spectre de masse invariante et j représente l'itérateur sur les évènements.

Pour maximiser la vraisemblance, simultanément sur les évènements semi-électroniques et semi-muoniques, le rapport du nombre d'évènements de signal semi-électronique et semi-muonique est contraint au ratio des efficacités de sélections semi-électronique et semi-muonique (cf. équation (8.3)).

$$\frac{N_S^{semi-e}}{N_S^{semi-\mu}} = \frac{\varepsilon_{sel}^{semi-e}(Z')}{\varepsilon_{sel}^{semi-\mu}(Z')} \quad (8.3)$$

Le nombre d'évènements de signal (N_S) est le paramètre sur lequel se focalise l'analyse. En effet, c'est ce paramètre qui fournit la section efficace de production de nouvelle physique. Tous deux sont liés par l'équation (8.4) présentée ci-dessous.

$$\sigma_{signal} \times BR(Z' \rightarrow t\bar{t}) = \frac{N_S}{\mathcal{L}_{données} \times \varepsilon_{sel}(Z')} \quad (8.4)$$

Où σ_{signal} est la section efficace du signal, N_S est le nombre d'évènements de signal estimés, $\mathcal{L}_{données}$ est la luminosité intégrée des données et ε_{sel} est le facteur d'efficacité associé à la sélection des évènements de signal (cf. tableau 8.1). Cette efficacité est déterminée à partir de la simulation de N_{tot} évènements de signal. Le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ de ces évènements est ajusté avec la densité de probabilité du signal (f_S). Le nombre d'évènements de signal le plus probable \hat{N}_S est ainsi estimé. L'efficacité est égale au nombre d'évènements de signal le plus probable (\hat{N}_S) divisé par le nombre total d'évènements simulés (N_{tot}) (cf. équation 8.5).

$$\varepsilon_{sel} = \frac{\hat{N}_S}{N_{tot}} \quad (8.5)$$

$M_{Z'} \text{ (GeV)}$	750	1000	1250	1500
$\varepsilon_{sel}(Z'), \text{ semi-}\mu \text{ (\%)} $	$2,75 \pm 0,04$	$3,73 \pm 0,14$	$3,58 \pm 0,09$	$2,94 \pm 0,05$
$\varepsilon_{sel}(Z'), \text{ semi-e (\%)} $	$2,01 \pm 0,03$	$2,90 \pm 0,02$	$2,77 \pm 0,08$	$2,35 \pm 0,04$

TAB. 8.1 – *Tableau des valeurs d'efficacité de sélection des évènements de signal (Z') dans une fenêtre de 500 à 2000 $\text{GeV} \cdot \text{c}^{-2}$ et cela pour les canaux semi-muonique et semi-électronique.*

Finalelement, afin de prendre en compte la fluctuation du nombre d'évènements N , suivant une loi de Poisson, la méthode du maximum de vraisemblance est utilisée dans le formalisme étendu (EML : Extended Maximum Likelihood [130]). D'où le terme Poissonnien dans l'équation (8.2).

Le déroulement de la méthode

Dans un premier temps, les densités de probabilités associées aux quatre hypothèses de signal et aux fonds sont déterminées. Une fois ces densités déterminées, l'ajustement de la vraisemblance sur les données est maximisé. Ce dernier fournit une estimation du nombre de signal le plus probable. La maximisation est alors répétée pour toutes les valeurs du nombre de signal qui forme l'intervalle de confiance autour de la valeur la plus probable. Ceci détermine, à partir des données et pour chaque hypothèse de signal, la limite supérieure de la section efficace de nouvelle physique. Les limites attendues sont ensuite déterminées à partir de pseudo-expériences. De là, la *courbe des limites* est construite pour rechercher des excès de la courbe observée vis-à-vis de la courbe attendue. Finalelement, la *courbe des limites* est confrontée à un modèle théorique pour poser une limite sur la masse invariante minimum des Z' .

8.1.1 Les densités de probabilité du signal

Les densités de probabilité du signal (f_S), sont au nombre de huit : une pour chaque hypothèse de masse, et cela séparément pour les événements semi-électroniques et semi-muoniques. Elles sont décrites par une fonction de Crystal-Ball (CB, cf. équation 8.6) [131]. Cette fonction est constituée d'un pic gaussien et d'une queue en loi de puissance. La partie gaussienne, partie (a) de l'équation (8.6), est associée au pic du signal alors que la partie en loi de puissance, partie (b) de l'équation (8.6), représente les événements sélectionnés par erreur.

$$f_S = CB(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \quad (a) \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{si } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \quad (b) \end{cases} \quad (8.6)$$

avec :

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) \quad \text{et} \quad B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

Où, N est un facteur de normalisation, x est la variable associée à la masse invariante de chaque événement $t\bar{t}$, α est le paramètre séparant la partie gaussienne de la queue de la CB, σ est la résolution de la gaussienne, n est un paramètre sans dimension et \bar{x} est la masse du Z' .

La figure 8.1 présente les résultats de l'ajustement de la CB sur les simulations du signal MC à 750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}.c^{-2}$. Les paramètres de ces CB sont donnés dans les tableaux 8.3 et 8.2. Les valeurs des χ^2 associées aux ajustements sont présents à titre indicatif dans le tableau 8.4.

Le pic de la CB à 750 $\text{GeV}.c^{-2}$ n'est pas parfaitement ajusté aux pseudo-données. L'utilisation d'une densité de probabilité composée d'une CB convoluée avec une fonction de Breit-Wigner pourrait peut-être améliorer l'ajustement.

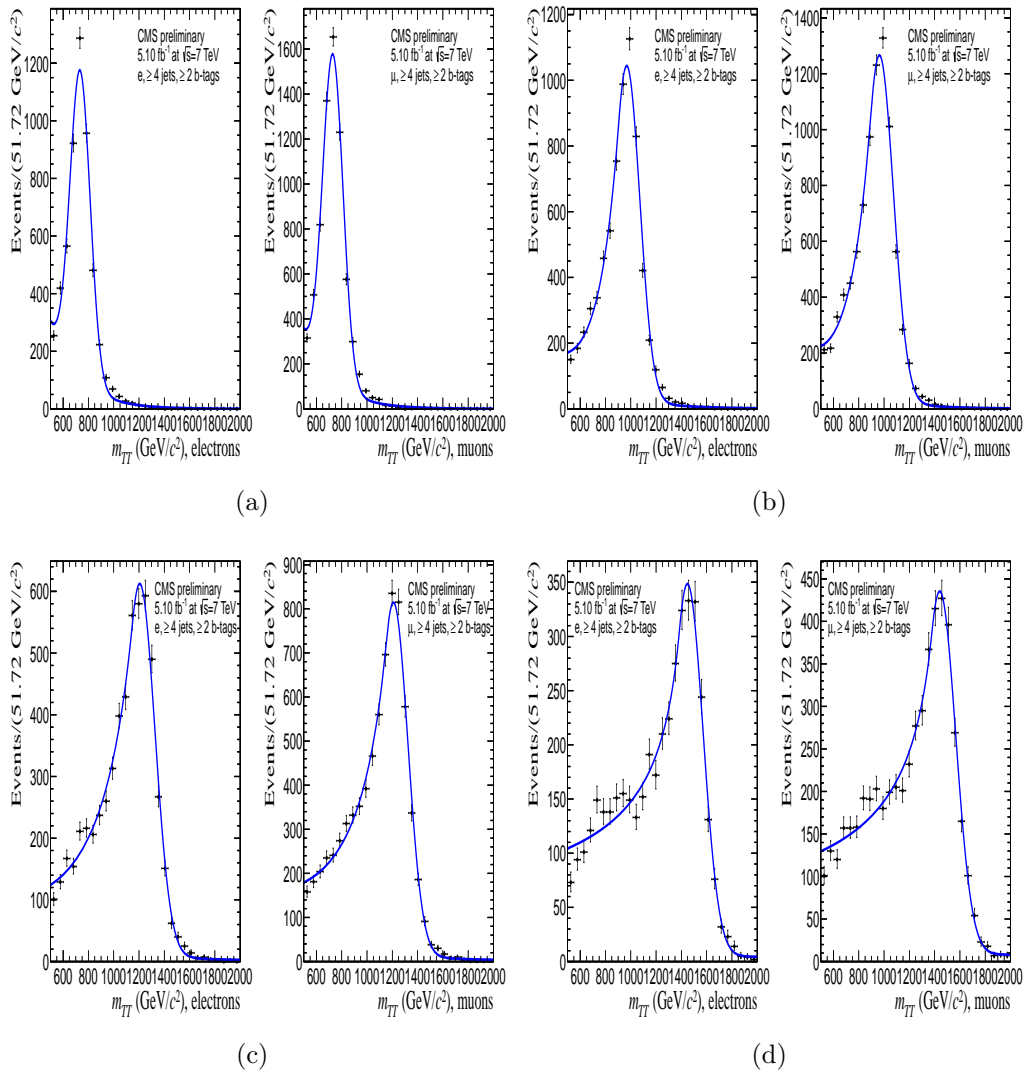


FIG. 8.1 – Ajustement des pdf du signal semi-muonique (gauche) et semi-électronique (droite) pour les masses 750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}.c^{-2}$ (respectivement (a),(b),(c) et (d)).

$M_{Z'} \text{ (GeV.c}^{-2}\text{)}$	α	σ	\bar{x}	n
750	$3,52 \pm 1,08$	$79,9 \pm 1,3$	$734,2 \pm 1,8$	$21,7 \pm 52,6$
1000	$0,65 \pm 0,01$	$103,0 \pm 0,8$	$968,7 \pm 0,7$	$132,6 \pm 209,0$
1250	$0,47 \pm 0,07$	$120,6 \pm 4,6$	$1206,0 \pm 8,4$	$2,4 \pm 1,4$
1500	$0,52 \pm 0,12$	$123,1 \pm 6,2$	$1448,4 \pm 14,0$	$0,5 \pm 0,2$

TAB. 8.2 – Tableau des paramètres de la densité de probabilité des bruits de fond dans le cas semi-électronique.

$M_{Z'} \text{ (GeV.c}^{-2}\text{)}$	α	σ	\bar{x}	n
750	$2,97 \pm 5,43$	$80,6 \pm 1,1$	$730,3 \pm 1,0$	$8,4 \pm 65,2$
1000	$0,66 \pm 0,03$	$110,3 \pm 2,1$	$964,4 \pm 0,7$	$132,8 \pm 0,03$
1250	$0,49 \pm 0,06$	$114,1 \pm 3,4$	$1209,3 \pm 4,3$	$1,8 \pm 0,7$
1500	$0,49 \pm 0,09$	$126,1 \pm 5,7$	$1440,3 \pm 8,0$	$0,6 \pm 0,2$

TAB. 8.3 – Tableau des paramètres de la densité de probabilité des bruits de fond dans le cas semi-muonique.

$M_{Z'} \text{ GeV.c}^{-2}$	750	1000	1250	1500
χ^2/ndf	4,076	3,873	2,124	1,876

TAB. 8.4 – Tableau des valeurs de χ^2 associées aux ajustements des densités de probabilité du signal.

8.1.2 Les densités de probabilité des bruits de fond

Plusieurs densités de probabilité sont étudiées sur les données semi-électroniques et semi-muoniques afin d'en déduire la plus représentative. Trois fonctions sont testées : une exponentielle décroissante, la fonction (8.7) et la fonction (8.8) [132].

$$f_B^1 = \frac{d\sigma^1}{dm_{t\bar{t}}} = \frac{(1 - \frac{m}{\sqrt{s}} + c_3(\frac{m}{\sqrt{s}})^2)^{c_1}}{m^{c_2}} \quad (8.7)$$

$$f_B^2 = \frac{d\sigma^2}{dm_{t\bar{t}}} = \frac{\left(1 - \frac{m}{\sqrt{s}}\right)^{c_1}}{\left(\frac{m}{\sqrt{s}}\right)^{c_2 + c_3 \ln \frac{m}{\sqrt{s}}}} \quad (8.8)$$

Les fonctions f_B^1 et f_B^2 sont motivées par le terme en loi de puissance de leur numérateur. Ce dernier décrit la décroissance de la densité partonique en fonction de la fraction d'impulsion emportée. Le terme du dénominateur de la fonction f_B^2 , en loi de puissance dépendant de la masse invariante $t\bar{t}$, est aussi motivé par les éléments de matrices QCD.

Les trois densités de probabilité testées sont ajustées aux spectres de masse invariante des données, simultanément sur les événements semi-électroniques et semi-muoniques (cf. figure 8.2). Les ajustements sont fait par la méthode du maximum de vraisemblance. Ensuite, pour chacun des ajustements, un χ^2 défini par l'équation (8.9) est calculé. La densité de probabilité présentant le χ^2 le plus proche de 1 est considérée comme la meilleure pour décrire les données.

$$\frac{\chi^2}{\Delta} = \sum_{i=0}^{N_b} \left(\frac{x^{\text{ajusté}} - x^{\text{mesuré}}}{\sigma} \right)_i^2 \times \frac{1}{\Delta} \quad (8.9)$$

Où N_b est le nombre de bin du spectre des données, $x^{\text{ajusté}}$ représente la masse invariante $t\bar{t}$ de la pdf ajustée, $x^{\text{mesuré}}$ représente la masse invariante $t\bar{t}$ des données et σ est l'erreur statistique sur le nombre d'événements du bin i . Et Δ est le nombre de bin des spectres semi-électronique et semi-muonique ($N_b^\mu + N_b^e = 58$) auxquels est soustrait le nombre de paramètres libre (N_θ) de l'ajustement pour la densité de probabilité testée (cf. équation (8.11)). Le binning est gardé constant pour les trois χ^2 afin de ne pas biaiser le test.

$$\Delta = (N_b^e + N_b^\mu) - N_\theta \quad \text{où} \quad N_\theta = N_\theta^\mu + N_\theta^e \underbrace{-1}_{\text{contrainte}} \quad (8.10)$$

N_θ^μ et N_θ^e sont les nombres de paramètres libres des ajustements pour les densités de probabilités associées aux spectres d'événements semi-électroniques et semi-muoniques. Le -1 représente la contrainte de l'ajustement simultané des données semi-électroniques et semi-muoniques.

Les trois valeurs de χ^2 sont présentées dans le tableau 8.5. La pdf f_B^1 , correspondant à l'équation (8.7) et possédant la valeur de χ^2 la plus proche de 1, est choisie pour paramétriser le fond. La pdf f_B^2 , correspondant à l'équation (8.8) et possédant la seconde meilleure valeur de χ^2 , est utilisée pour évaluer les erreurs systématiques apportées par le choix d'une pdf en particulier.

Le χ^2 est aussi déterminé séparément pour les spectres semi-électronique et semi-muonique. Cela permet de vérifier que le choix de la densité de probabilité f_B^1 est aussi pertinent pour les deux spectres séparément. Le paramètre Δ est modifié dans ce cas :

$$\Delta^e = N_b^e - \frac{N_\theta}{2} \quad \text{et} \quad \Delta^\mu = N_b^\mu - \frac{N_\theta}{2} \quad (8.11)$$

L'ajustement et l'observation des χ^2 des trois densités de probabilité ont permis de choisir celle qui est la plus représentative des bruits de fond. Les

	exp.	f_B^1	f_B^2
χ^2 combinés	3,49	0,82	0,81
χ^2 semi-e	3,29	0,75	0,74
χ^2 semi- μ	3,57	0,85	0,85

TAB. 8.5 – Tableau présentant les résultats du test du χ^2 pour le choix de la densité de probabilité du fond (f_B).

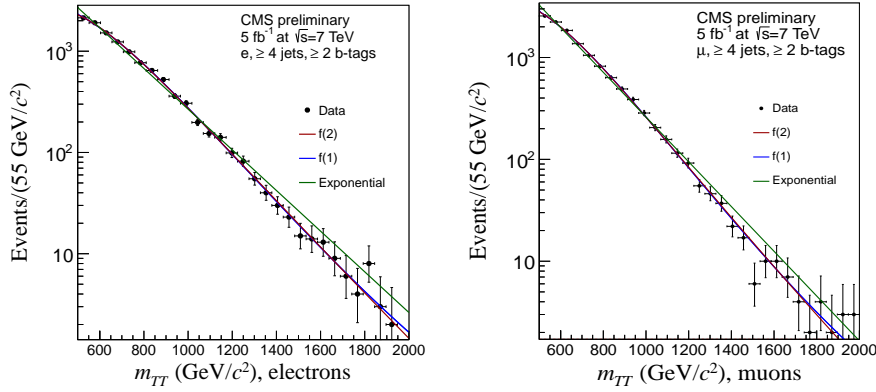


FIG. 8.2 – Ajustement des trois densités de probabilités du fond sur les données semi-électronique, à gauche, et semi-muonique, à droite.

paramètres de la densité de probabilité optimale (f_B^1), fournis par l'ajustement, ne sont toutefois pas conservés. Ils sont laissés libres de varier pour les quatre hypothèses de masses de signal lors de l'ajustement de la densité de probabilité (8.1). Cette stratégie permet une meilleure optimisation de l'ajustement final.

8.1.3 Les erreurs systématiques

De multiples sources d'erreurs systématiques, associées aux différentes étapes de sélection et de reconstruction des événements $t\bar{t}$, sont prises en compte dans cette analyse. Deux types d'erreurs sont considérées : les erreurs agissant sur la normalisation des distributions ($\sigma_{syst}^{facteur}$) et les erreurs agissant sur la forme des distributions (σ_{syst}^{forme}). Ces deux types d'erreurs sont présentés ci-dessous et leurs valeurs numériques sont résumées dans le tableau 8.6.

Le premier type d'erreur ($\sigma_{syst}^{facteur}$) provient des incertitudes sur les facteurs multiplicatifs appliqués tout au long de l'analyse pour obtenir les sections efficaces. Les erreurs systématiques entrant dans cette catégorie sont :

- Incertitudes sur la mesure de la luminosité

- Incertitudes sur les facteurs correctifs MC-données des efficacités de reconstruction et de sélection du signal :
 - système de déclenchement
 - reconstruction, sélection et identification du lepton
 - reconstruction et sélection des jets
 - étiquetage des jets issus de quarks b

Le deuxième type d'erreurs (σ_{syst}^{forme}), qui provient de la topologie des événements $t\bar{t}$, a une répercussion sur la fonction de vraisemblance. Les erreurs systématiques entrant dans cette catégorie sont :

- Incertitude sur l'échelle d'énergie (JES) et la résolution (JER) des jets. Elles sont évaluées à partir des données par le groupe JetMET de CMS [133]. Les fluctuations de leur valeur affectent l'efficacité de reconstruction et de sélection des jets, et par conséquent la forme des densités de probabilité associées aux fonds et au signal. Afin de prendre en compte cet effet systématique sur les valeurs des sections efficaces, l'analyse est reproduite en modifiant la valeur de la JES et de la JER selon les recommandations du groupe JetMET. Ces modifications, de l'ordre de 2 à 10%, dépendent de l'angle η et de l'impulsion transverse des jets.
- Le choix d'une fonction de densité de probabilité particulière pour le bruit de fond engendre un effet systématique sur la mesure des sections efficaces. Pour quantifier cet effet, l'ajustement est appliqué avec la fonction de densité de probabilité alternative (f_B^2 : cf. équation (8.8)) puisqu'elle s'ajuste bien aux données (cf. tableau 8.5).
- Les paramètres de la densité de probabilité du signal sont fixés dans l'ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance. Pour évaluer l'effet systématique de ce choix, l'ajustement est répété pour chacun des paramètres en les modifiant de $\pm 1\sigma$.
- Les paramètres de la densité de probabilité du fond sont aussi variés de $\pm 1\sigma$ pour évaluer l'impact de leur erreur systématique.

8.2 Validation de la méthode

A partir de la densité de probabilité des fonds, 1000 pseudo-expériences sont simulées. Chacune de ces pseudo-expériences permet de produire un spectre de masse invariante $t\bar{t}$. Ces spectres sont construits avec des pseudo-données (données simulées). Du fait de leur production à partir de la pdf des fonds, le nombre d'événements de signal présents dans ces spectres est nul. Ces 1000 spectres de pseudo-données sont ensuite ajustés, par la méthode du maximum de vraisemblance, avec la densité de probabilité du fond combinée avec le signal (cf. équation (8.1)). Chacun des ajustements fournit alors un nombre d'événements de signal estimé N_S . Ce nombre doit être en moyenne zéro, du fait que les spectres ne contiennent pas d'événements de signal. Ce

Sources d'erreurs systématiques	Z' (GeV)			
	750	1000	1250	1500
Statistique MC (%)	1,5	1,8	2,6	2,6
Luminosité (%)		4,5		
Efficacité de déclenchement (μ) (%)		1,1		
Efficacité de déclenchement (e) (%)		0,4		
Identification et isolation des muons (%)		1.10^{-3}		
Identification et isolation des électrons (%)		6.10^{-4}		
Efficacité d'étiquetage des jets b (%)		4 (par jets)		
Echelle d'énergie des jets (pb)	0,62	0,11	0,17	0,17
Paramètre de la pdf du signal (pb)	0,21	0,05	0,25	0,07
Paramétrisation alternative des pdf du fond (pb)	0,48	0,05	0,23	0,08

TAB. 8.6 – *Tableau synthétique des erreurs systématiques prises en compte pour la mesure des sections efficaces.*

nombre est ensuite converti en section efficace (cf. équation (8.4)).

Une fois ces sections efficaces déterminées, la distribution du *pull* est construite pour vérifier que l'ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance n'est pas biaisé. Le *pull* est l'écart entre la section efficace de signal estimé ($\sigma_{\text{ajusté}}$) et la section efficace de signal simulé (zéro ici) rapporté à l'erreur sur $\sigma_{\text{ajusté}}$ (cf. équation (8.12)).

$$pull = \frac{(\sigma_{\text{ajusté}} - \sigma_{\text{généré}})}{err_{\sigma}} \quad (8.12)$$

Où, σ_{ajust} est la section efficace de production de nouvelle physique estimée par la méthode du maximum de vraisemblance et obtenue pour chaque pseudo-expérience. σ_{gen} est la section efficace de nouvelle physique réellement implémentée dans les simulations ($\sigma_{\text{gen}} = 0$). err_{σ} est l'erreur sur σ_{ajust} : cette erreur correspond à la largeur de la distribution de la fonction de vraisemblance.

Ce travail est fait pour chacune des quatre hypothèses de masse. Les distributions du *pull* sont présentées dans la figure 8.3. La moyenne de ces distributions est compatible avec 0 et la déviation standard avec 1 (cf. tableau 8.7). Aucun biais dans la méthode du maximum de vraisemblance n'est donc présent.

8.3 Maximisation de la vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance détermine les paramètres θ les plus probables. Idéalement, elle calcule la quantité L pour chacune des

$M_{Z'} \text{ (GeV.c}^{-2}\text{)}$	750	1000	1250	1500
μ	0,0004	0,0281	0,0653	0,0443
$\pm\Delta\mu$	0,0326	0,0322	0,0320	0,0317
σ	0,9949	0,9772	0,9614	0,9726
$\pm\Delta\sigma$	0,0242	0,0246	0,0221	0,0226

TAB. 8.7 – Tableau résumant la moyenne μ , l'erreur sur la moyenne $\Delta\mu$, la déviation standard σ et l'erreur sur la déviation standard $\Delta\sigma$ des distributions du pull.

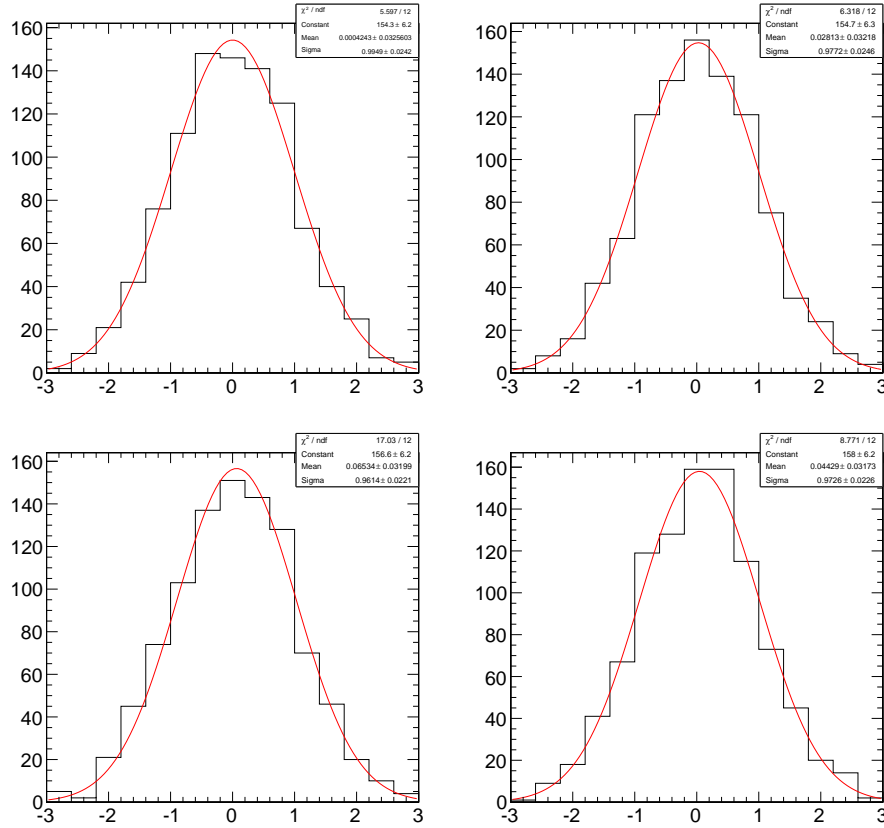


FIG. 8.3 – Distribution des pull associés au signal à 750, 1000, 1250 et 1500 GeV.c^{-2} (respectivement de haut en bas et de gauche à droite) les plus probables, fournis par l'ajustement des pseudo-expériences.

valeurs de l'espace des phases de θ . Mais il n'est pas possible techniquement de balayer tout cet espace. Pour remédier à cela, les algorithmes de minimisation du logiciel MINUIT sont utilisés [134]. Ces algorithmes recherchent le minimum de la fonction $L(\theta)$ en parcourant une partie de l'espace des phases

des paramètres θ . Ainsi, la densité de probabilité 8.1 peut être ajustée sur les données, ou sur les simulations.

La prise en compte des erreurs systématiques

Chacun des points de la distribution de la vraisemblance est ensuite convolué par une gaussienne dont la largeur est la combinaison quadratique des erreurs systématiques de normalisation $\sigma_{syst}^{facteur}$ et des erreurs systématiques de forme σ_{syst}^{forme} (cf. équation (8.13)).

$$\sigma_{syst}^2 = (\sigma_{syst}^{facteur})^2 + (\sigma_{syst}^{forme})^2 \quad (8.13)$$

L'intervalle à 95 % du niveau de confiance

A partir de la distribution de la vraisemblance, combinée avec les erreurs systématiques, l'intervalle à 95 % du niveau de confiance (IC^{95}) est obtenu. Cet intervalle est défini par l'équation (8.14).

$$IC^{95} = \int_0^{\sigma^{95}} L(N_S) dN_S = 0,95 \quad (8.14)$$

La limite sur la section efficace

La borne supérieure σ^{95} de l'intervalle IC^{95} est alors déterminée. Elle est interprétée comme la fluctuation maximale, ou la limite, sur la section efficace du processus étudié.

Ce travail est fait, d'une part sur les données, pour obtenir la limite supérieure observée de la section efficace de production de nouvelle physique, et d'autre part sur les simulations, pour obtenir la limite supérieure attendue. Pour chacune des quatre hypothèses de signal, une limite observée et attendue est obtenue.

8.4 Résultat : la courbe des limites

8.4.1 Limites observées

La courbe des limites observées est obtenue en appliquant le procédé décrit précédemment sur les données, et ce pour les quatre hypothèses de signal. Les résultats de la maximisation de la vraisemblance sur les données est présenté dans la figure 8.4. La distribution de la vraisemblance est ensuite obtenue en itérant la maximisation pour chaque nombre de signal (N_S) compris dans l'intervalle de confiance autour de la valeur la plus probable (\hat{N}_S),

et ce pour chacune des quatre hypothèses de signal. Elles sont présentées dans la figure 8.5. De là sont obtenues les limites observées sur les sections efficaces de productions des quatre hypothèses de signal. Elles sont résumées dans le tableau 8.8.

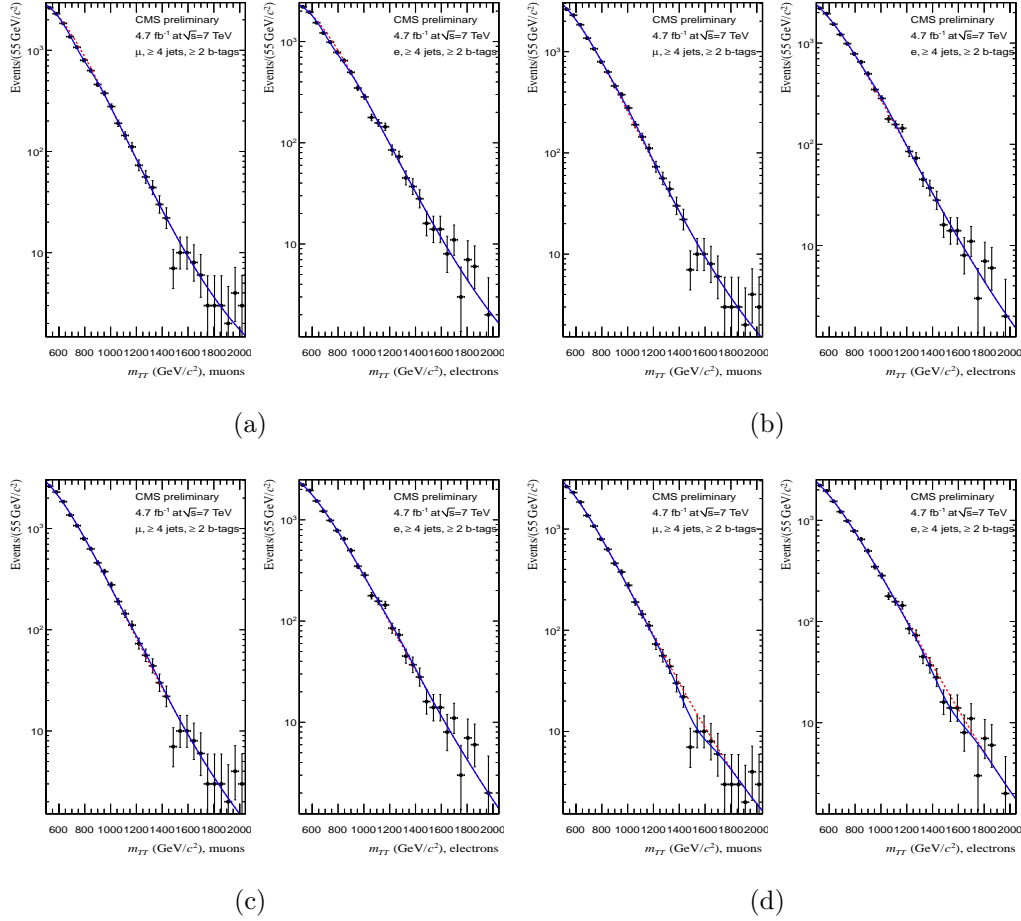


FIG. 8.4 – Densité de probabilité du signal plus fond (courbe bleu) ajusté sur les spectres de données : (a) correspond à une hypothèse de masse de 750 GeV.c^{-2} , (b) de 1000 , (c) de 1250 et (d) de 1500 GeV.c^{-2} . La courbe en pointillés rouges représente l'ajustement du fond sans le signal.

8.4.2 Limites attendues

La courbe des limites attendues est obtenue en appliquant le procédé décrit précédemment, non pas sur le spectre des données, mais sur 1000 spectres simulant le Modèle Standard. Ces derniers sont obtenus par l'utilisation des pseudo-expériences, comme il est décrit dans le paragraphe *Validation de la*

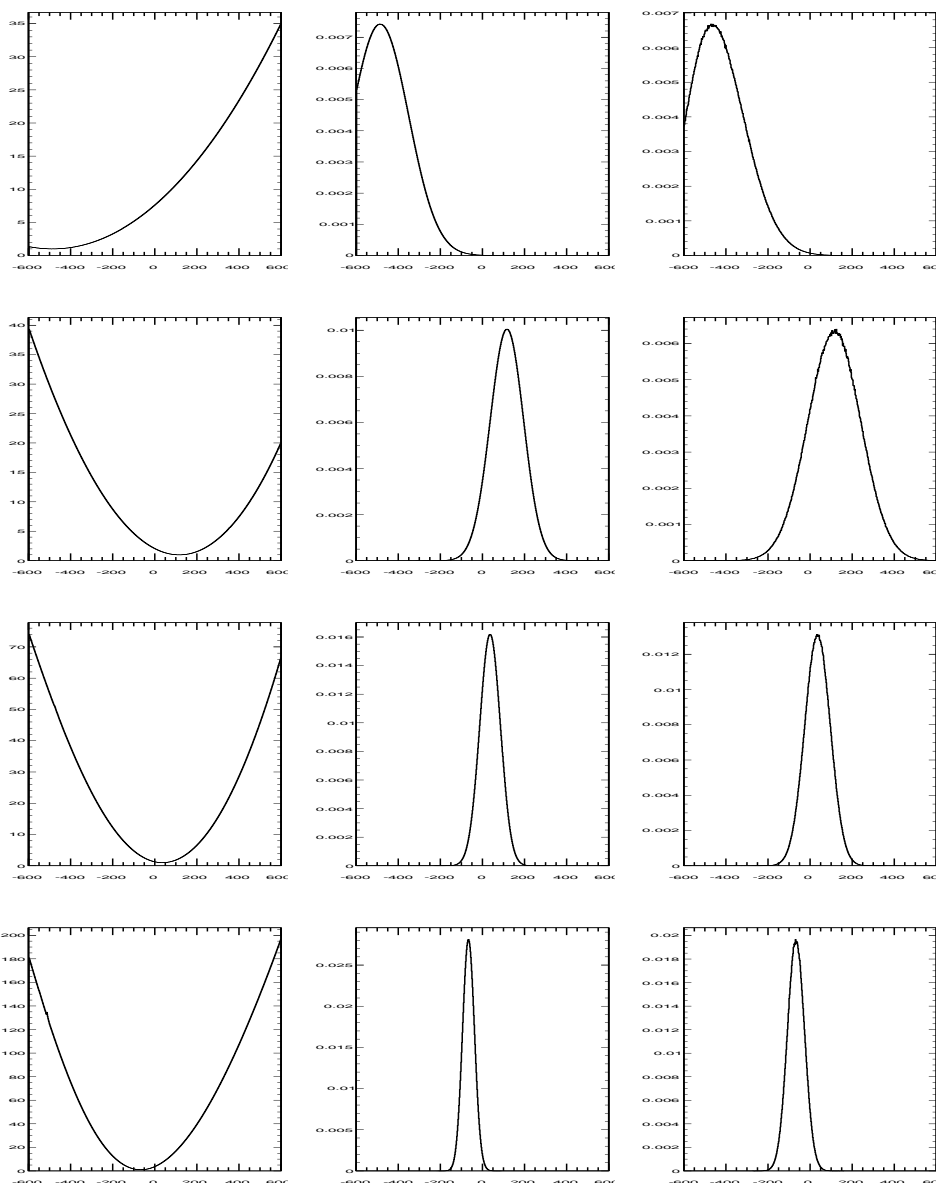


FIG. 8.5 – Distribution, en fonction du nombre d'évènements de signal, de $-\ln(L)$ à gauche, de la vraisemblance L au centre et de la vraisemblance élargie par la prise en compte des erreurs systématiques à droite. De bas en haut les hypothèses de masse du Z' sont 750, 1000, 1250, 1500 $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

méthode (cf. §8.2).

Pour chaque pseudo-expérience, une limite est donc obtenue. Les distributions de ces limites, pour chacune des quatre hypothèses de signal, sont présentées dans la figure 8.6. La médiane de ces distributions est la limite

attendue la plus probable. Les déviations standard à un et deux sigma de ces distributions donnent finalement les intervalles, à 65 et 95 % du niveau de confiance, de la limite attendue la plus probable. Ces limites sont résumées dans le tableau 8.8.

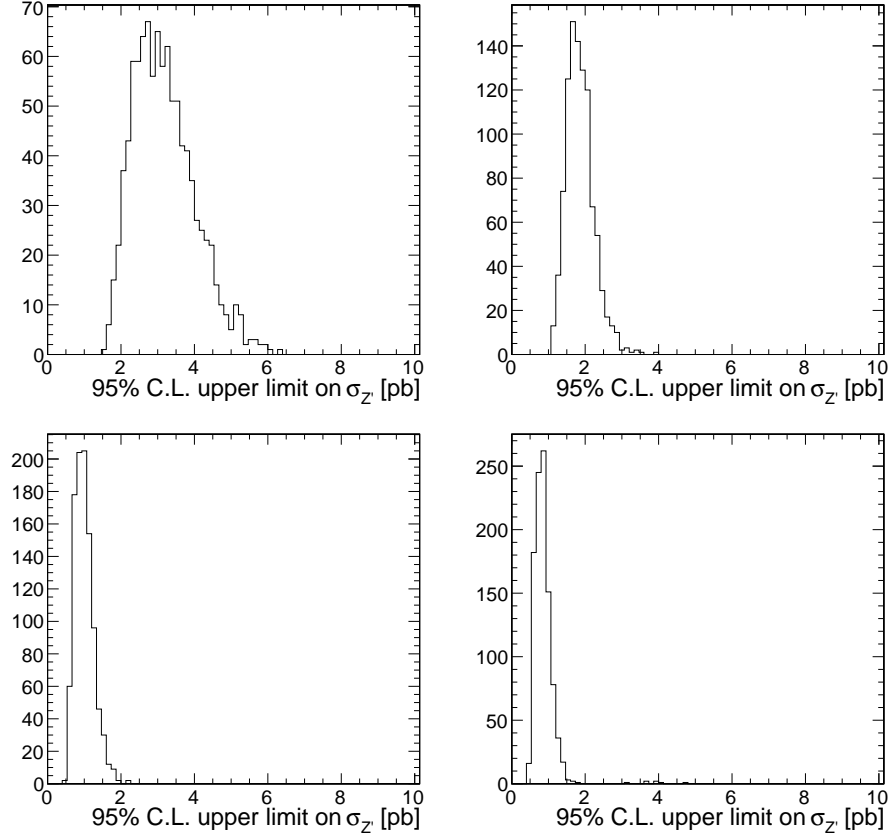


FIG. 8.6 – *Distribution des bornes supérieures, de l'intervalle à 95 % du niveau de confiance, des 1000 pseudo-expériences et cela pour les quatre hypothèses de masse, de gauche à droite et de haut en bas : 750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}.c^{-2}$.*

$M_{Z'}$ ($\text{GeV}.c^{-2}$)	750	1000	1250	1500
Limite observée (pb)	1,0459	2,101	1,0896	0,4531
Limite attendue (pb)	3,0251	1,4938	0,8864	0,7823
Bande d'exclusion à 68 % (pb)	+0,9382 -0,7214	+0,3869 -0,331	+0,2776 -0,2093	+0,2311 -0,1829
Bande d'exclusion à 95 % (pb)	+1,9416 -1,2212	+0,9062 -0,5891	+0,5755 -0,3674	+0,4898 -0,3198

TAB. 8.8 – Tableau présentant les valeurs de la borne supérieure de l'intervalle de confiance des sections efficaces de nouvelle physique estimées.

8.4.3 La courbe des limites

La courbe des limites est la confrontation des limites observées et attendues en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$. Un excès, au-delà de deux déviations standard, de la courbe observée par rapport à la courbe attendue, peut être le signe de nouvelle physique. La courbe des limites obtenue est présentée sur la figure 8.7. Aucun excès de la courbe observée vis-à-vis de la courbe attendue n'est visible. Cette constatation démontre qu'il n'y a pas de signe de nouvelle physique.

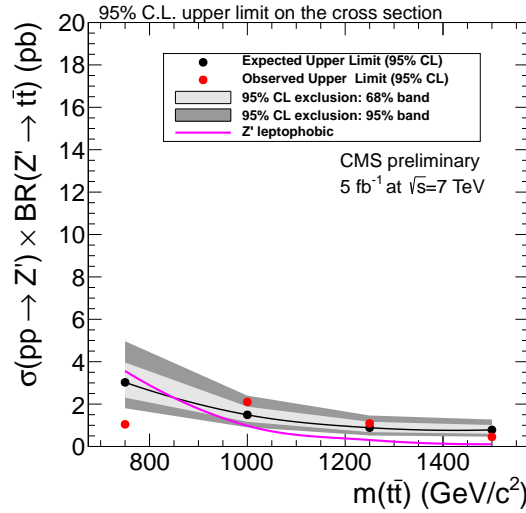


FIG. 8.7 – Courbe de limite de la section efficace de production de nouvelle physique pour les quatre hypothèses de masse (750, 1000, 1250 et 1500 $\text{GeV}.c^{-2}$). La courbe théorique est issue de l'article [135]

L'hypothèse de masse à 750 $\text{GeV}.c^{-2}$ présente une valeur observée au-delà de la bande à deux sigma, mais elle reste toutefois en dessous de la valeur attendue. L'origine de ce phénomène provient des fluctuations statistiques.

La confrontation de cette courbe de limite aux modèles théoriques permet de poser une limite sur la masse des Z' . La courbe rose de la figure 8.7 décrit la section efficace théorique pour un Z' leptophobic, d'une largeur équivalant à 1,2 % de sa masse et se désintégrant en une paire $t\bar{t}$ [135]. Le croisement de cette courbe théorique avec la courbe des limites attendues est situé à une masse de 860 $\text{GeV}.c^{-2}$. L'analyse présentée ici permet donc d'exclure les Z' du modèle [135] dont la masse est inférieure à 860 $\text{GeV}.c^{-2}$.

8.5 Conclusions et perspectives

Conclusions

L'analyse du spectre de masse invariante $t\bar{t}$, à partir des 5 fb^{-1} de données de l'expérience CMS enregistrées pendant l'année 2011, a permis de poser des limites sur la section efficace de production de nouvelle physique. La comparaison de ces limites avec des modèles théoriques a aussi permis de restreindre l'espace de phase de la masse invariante des Z' leptophobiques.

La sélection et la reconstruction des événements $t\bar{t}$ qui ont été mis en oeuvre pour obtenir ces résultats sont aussi maîtrisés. L'accord entre les données et les simulations est bon.

Perspectives

Des améliorations au niveau de la sélection et de l'étude statistique peuvent être apportées pour augmenter les performances de l'analyse.

Pour la sélection :

- Au niveau de la combinatoire des jets, l'utilisation de l'étiquetage des jets issus de quark b peut permettre une meilleur affiliation des jets et ainsi diminuer la queue de la densité de probabilité du signal.
- La sélection des événements est séquentielle dans cette analyse. L'utilisation d'une méthode multivariée comme les *BDT* (*Boosted Decision Tree*) [136], qui examine en parallèle différents critères, peut permettre d'améliorer la sélection des événements $t\bar{t}$.

Pour l'étude statistique :

- D'autres densités de probabilité du signal, décrites par une *Crystal Ball* pour le moment, peuvent être testées. La convolution d'une *Crystal Ball* avec une fonction de Breit-Wigner pourrait peut-être mieux décrire le pic du signal, en particulier pour $750\text{ GeV}.c^{-2}$.
- La marginalisation des paramètres de nuisance peut améliorer les résultats de la méthode du maximum de vraisemblance.
- Trois catégories d'événements, étiquetées 0, 1 et 2 jets issus de quarks b , peuvent être utilisées plutôt qu'une seule catégorie d'événements avec 2 jets b . Cela permettrait d'augmenter la statistique d'événements et donc d'améliorer les performances de la méthode du maximum de vraisemblance.
- Finalement, l'augmentation de la luminosité intégrée avec le temps (cf. figure 8.8) permettra d'augmenter le nombre d'événements $t\bar{t}$ sélectionnés et de réduire ainsi les erreurs statistiques.

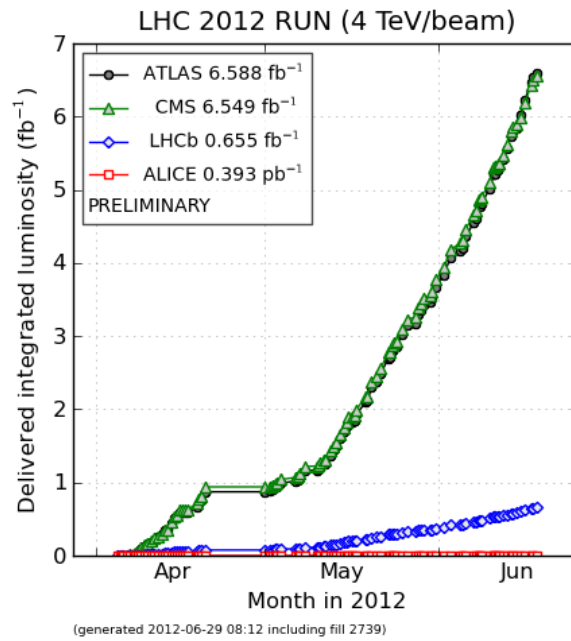


FIG. 8.8 – *Distribution de la luminosité intégrée fournie jusqu'au mois de juin 2012 par le LHC aux quatre grandes expériences : CMS, ATLAS, ALICE et LHCb.*

Conclusion

Le travail présenté dans ce manuscrit à été produit dans le cadre de l'expérience CMS du LHC. Les deux axes de mon travail ont été présenté dans la partie III *La méthode de la largeur des amas* et IV *Recherche de nouvelle physique dans le secteur du quark top*. Ce travail a été rendu possible grâce aux efforts des collaborations CMS et LHC, durant ces 20 dernières années. La découverte d'un boson avec une masse aux alentours de $125 \text{ GeV}.c^{-2}$ est le signe fort du succès de ces expériences.

Mon premier travail sur la méthode de la largeur des amas s'est inscrit dans le programme HL-LHC. Cette méthode est nouvelle dans le giron des techniques de déclenchement des grands détecteurs de la physique des particules. Elle présente des résultats probant sur la diminution de la bande passante en fonction de l'impulsion transverse des particules. Un papier préliminaire à été publié dans *Journal of instrumentation* [137].

Mon deuxième travail, sur la recherche de nouvelle physique dans le secteur du quark top, c'est appuyé sur les 5 fb^{-1} de données enregistré pendant l'année 2011. Des limites ont été posé sur la section efficace de production de nouvelle physique. Ces limites ont été comparé à un modèle théorique pour poser une limite sur la masse de Z' . Un papier est publié dans *Journal of High Energy Physics* [138].

Annexe A

Courbes d'efficacité des chemins de déclenchement

Les courbes d'efficacité des chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse, de la pseudo-rapidité (η) et de l'isolation (*iso*) sont présentées dans la figure A.1 pour le canal semi-électronique et dans la figure A.2 pour le canal semi-muonique. Les différentes couleurs des courbes représentent les différentes simulations de signal :

- $Z'(500 \text{ GeV}) \rightarrow$ noire trait plein
- $Z'(750 \text{ GeV}) \rightarrow$ rouge
- $Z'(1000 \text{ GeV}) \rightarrow$ vert
- $Z'(1250 \text{ GeV}) \rightarrow$ bleu
- $Z'(1500 \text{ GeV}) \rightarrow$ violet trait plein

Les traits pleins correspondent aux deux masses extrémales des simulations du Z' .

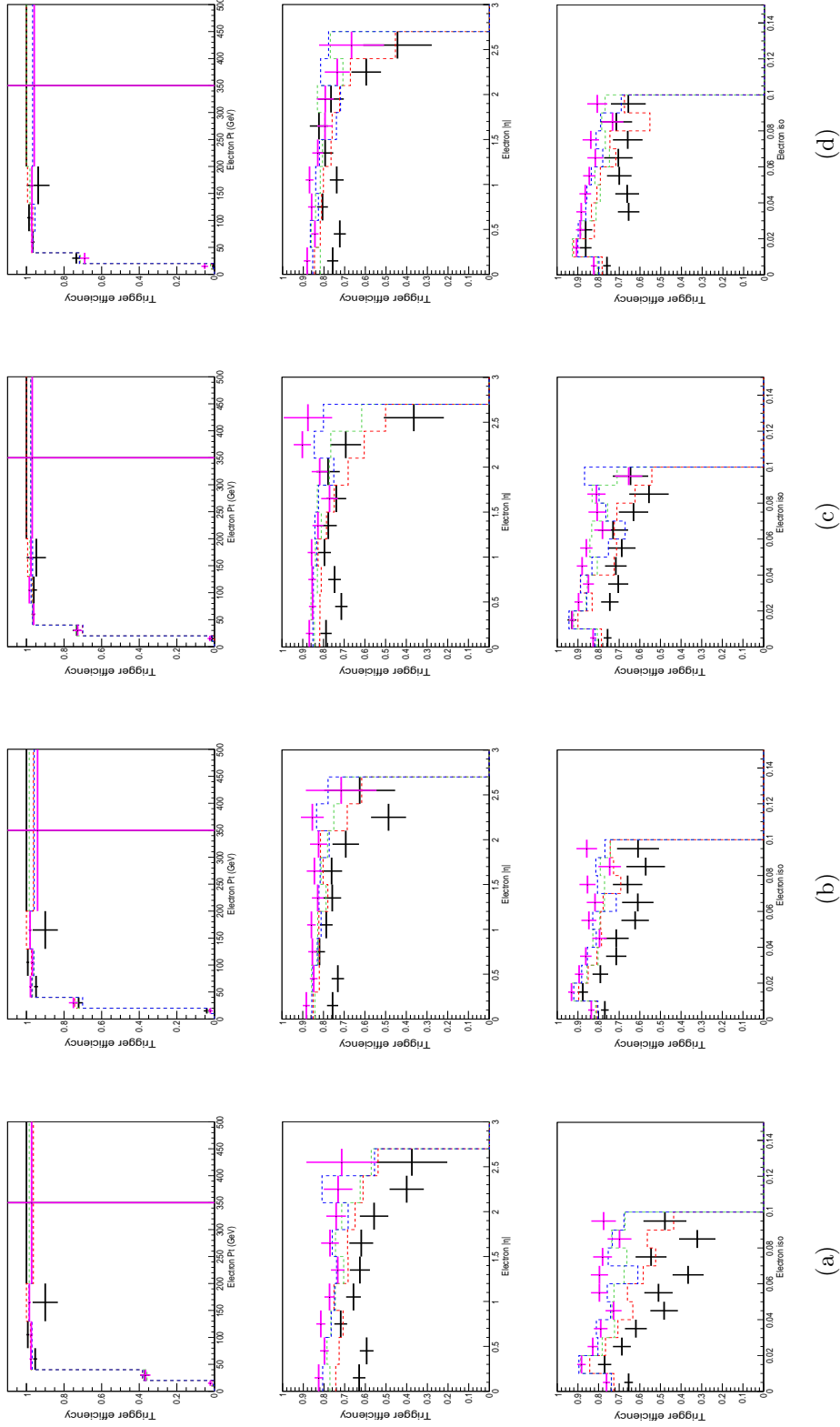


FIG. A.1 – Efficacité des chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse, de η et de l'isolation de l'électron pour les quatre masses de Z' . (a) : $HLT_Ele25_CaloIdVT_TrkIdT_TriCentralJet30$, (b) : $HLT_Ele25_CaloIdVT_TrkIdT_TriCentralJet30$, (c) : $HLT_Ele25_CaloIdVT_TrkIdT_TrkIdT_TriCentralJet30$, (d) : $HLT_Ele25_CaloIdVT_TrkIdT_TrkIdT_TriCentralPFJet30$.

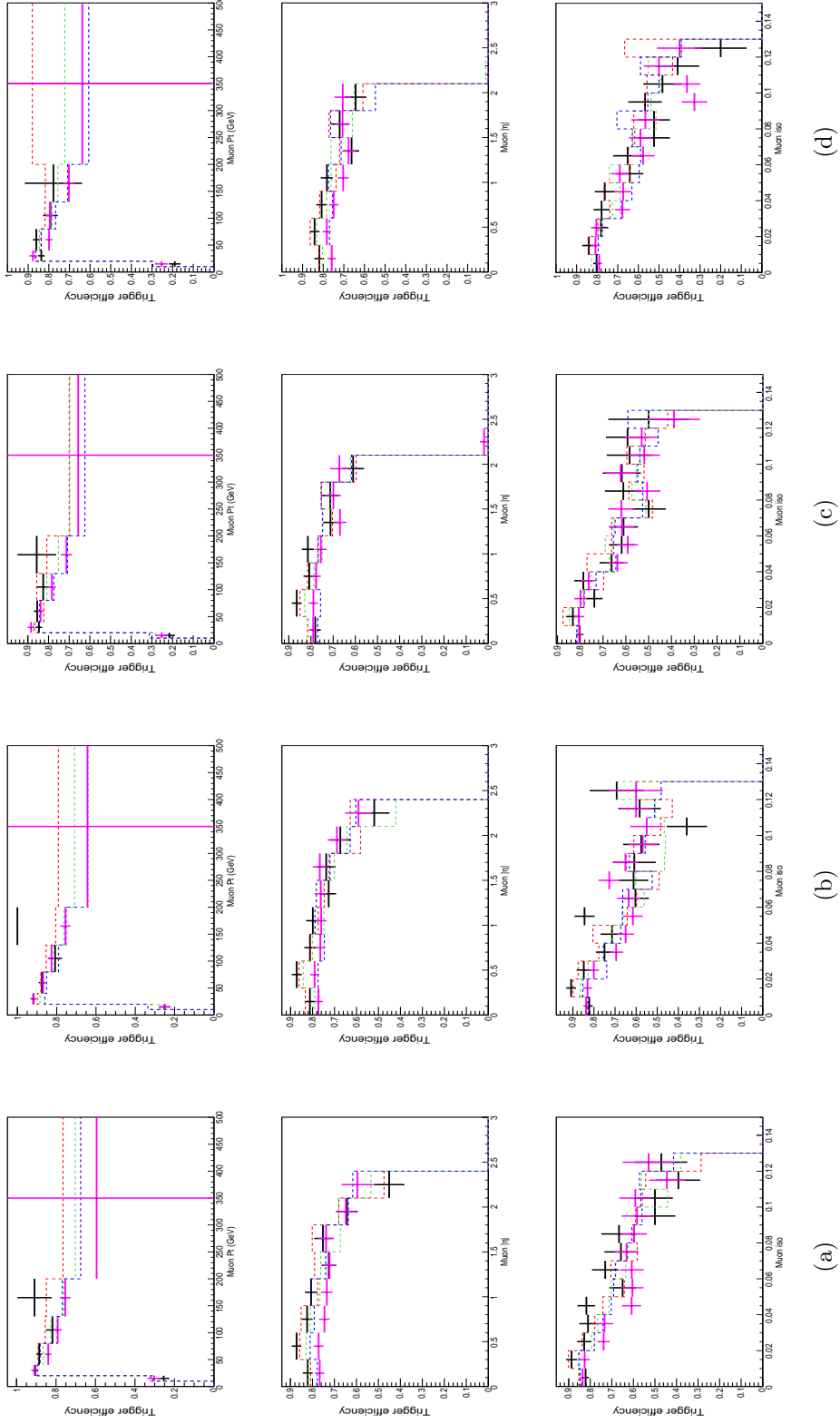


FIG. A.2 – Efficacité des chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse, de η et de l'isolation de l'électron pour les quatre masses de Z' . (a) : $HLT_IsoMu17$, (b) : $HLT_IsoMu17_DiCentralJet30$, (c) : $HLT_IsoMu17_eta2p1_TriCentralPFJet30$, (d) : $HLT_IsoMu17_eta2p1_TriCentralPFJet30$.

Table des figures

1.1	Classification des particules élémentaires du Modèle Standard	6
1.2	Distribution du potentiel de Higgs	13
1.3	Courbe d'exclusion pour le boson de Higgs	14
1.4	Distribution de la p-value associée à la présence d'un Higgs . .	15
1.5	Evolution des constantes de couplages	17
2.1	Histogramme de la masse du quark top	25
2.2	Diagrammes de Feynman des canaux de production de quark top célibataire	26
2.3	Diagrammes de Feynman des canaux de production $t\bar{t}$	27
2.4	Distribution des densités partonique CTEQ6	28
2.5	Distribution des résonances axigluons dans le spectre $t\bar{t}$	30
3.1	Schéma de la caverne du LHC	34
3.2	Schéma de la chaîne d'accélération des protons du LHC	35
3.3	Schémas des dipôle du LHC	36
3.4	Simulation d'une collision de deux faisceaux de protons	37
3.5	Distribution de la luminosité instantanée et intégrée	40
4.1	Vue du site de l'expérience CMS	42
4.2	Vue éclatée des sous structures du détecteur CMS	44
4.3	Schéma du système de coordonnées de CMS	45
4.4	Coupe longitudinale du trajectographe de CMS	46
4.5	Vue 3D du détecteur à pixels et de l'électronique de lecture des modules	47
4.6	Photographie des différents types de modules du TOB et du TEC	48
4.7	Schéma du calorimètre électromagnétique (ECAL)	49
4.8	Coupe longitudinale du calorimètre hadronique (HCAL)	52
4.9	Schéma et vue d'artiste du solénoïde superconducteur	53
4.10	Schéma d'une coupe longitudinale du spectrographe à muons .	54
4.11	Schéma du système de déclenchement de CMS	56
4.12	chéma des composantes du système de déclenchement électro- nique	57

4.13	Vue des cavernes de l'expérience CMS	57
4.14	Performances sur la reconstruction des muons	60
4.15	Résolution et efficacité de reconstruction des électrons	62
4.16	Fraction de la population des électrons des différentes familles reconstruite	63
4.17	Résolution sur l'impulsion transverse des jets	66
4.18	Schéma de principe de l'algorithme <i>track counting</i> pour l'éti- quetage des jets b	66
4.19	Vue schématique d'un jet hadronique	69
4.20	Distribution de l'efficacité de reconstruction des jets	70
4.21	Distribution du pourcentage de mauvaise reconstruction des jets	70
4.22	Distribution de la résolution sur l'énergie des jets	71
5.1	Taux de déclenchement des muons en fonction de l'impulsion transverse	78
5.2	Vue schématique de la méthode des mémoires associatives et de la méthode des double-couches	80
5.3	Distribution de l'impulsion transverse des particules chargées produites par les collisions de protons du HL-LHC	81
5.4	Schéma simplifié de la technique de sélection par la méthode de la largeur des amas	82
5.5	Schéma simplifié d'un capteur dans le plan transverse	83
5.6	Vue schématique transversale des modules à pistes	84
5.7	Schéma du seuil pour la sélection d'amas	85
6.1	Schéma simplifié du déroulement de la simulation	88
6.2	Vue en coupe longitudinale du trajectographe CMS pour l'op- tion Long Barrel	90
6.3	Vue en coupe longitudinale du futur trajectographe CMS pour l'option Hybrid	90
6.4	Répartition dans le plan transverse des amas issus d'évène- ments de biais minimum	93
6.5	Répartition dans le plan longitudinal des amas issus d'évène- ments de biais minimum	93
6.6	Distribution du nombre d'amas issus d'évènements de biais minimum en fonction de la pseudo-rapacité η	94
6.7	Distribution du nombre d'amas primaires et secondaires is- sus d'évènements de biais minimum en fonction de la pseudo- rapacité η	95
6.8	Distribution du nombre d'amas primaires et secondaires issus d'évènements de biais minimum et de particules qui ne s'en- roulent pas autour du champ magnétique en fonction de la pseudo-rapacité η	95

6.9	Distribution du nombre d'évènements de biais minimum en fonction du temps de vol des particules associées aux amas . . .	96
6.10	Distribution des amas primaires issus d'évènements de biais minimum simulés et reconstruits, avant et après l'application du seuil, en fonction de ψ	97
6.11	Distribution des amas issus d'évènements de biais minimum en fonction de leurs impulsions transverses	99
6.12	Distribution des amas primaires issus d'évènements de biais minimum en fonction de leurs impulsions transverses simulés et reconstruits	100
6.13	Distribution des amas secondaires issus d'évènements de biais minimum en fonction de leurs impulsions transverses	100
6.14	Nombre d'amas secondaire en fonction des différents processus de production	101
6.15	Distribution des amas issus d'évènements de biais minimum, en fonction de leurs impulsions transverses pour différentes couches et pour des amas primaires contraints en pseudo-rapidité	101
6.16	Distribution des amas primaires, issus de muons, en fonction de leurs impulsions transverses simulées et reconstruites	102
6.17	Distribution des amas primaires, issus de muons, simulés et reconstruits en fonction de leurs impulsions transverses	102
6.18	Distribution des amas primaires et secondaire issus d'évènements de biais minimum simulés et reconstruits, en fonction de ψ	104
6.19	Distribution des amas primaires issus d'évènements de biais minimum simulés et reconstruits, en fonction de ψ	105
6.20	Distribution de la largeur des amas issus d'évènements de biais minimum et reconstruits pour un seuil de 4,5	107
6.21	Distribution de la largeur des amas issus d'évènements muonique et reconstruits pour deux niveaux de seuils	108
6.22	Efficacité de sélection des amas issus d'évènements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 2,67$ et $1,74$	111
6.23	Efficacité de sélection des amas issus d'évènements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 3,56$ et $2,67$	112
6.24	Efficacité de sélection des amas issus d'évènements de biais minimum en fonction des seuils et coupures, $ToP = 5,33$ et $3,56$	113
6.25	Distribution du taux d'occupation en fonction des seuils, avant la coupure et après la coupure	115
6.26	Distribution du flux de particules en fonction des seuils, avant la coupure et après la coupure	117

6.27	Valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudié pour les cas : $ToP = 2,67 - 1,74$	121
6.28	Valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudié pour les cas : $3,56 - 2,67$	122
6.29	Valeurs des taux d'occupation et bande-passantes étudiés pour le cas : $ToP = 5,33 - 3,56$	123
6.30	Efficacité de sélection des amas issus d'évènements de biais minimum	124
6.31	Efficacité de sélection des amas issus de muons	125
6.32	Histogramme représentant les rapports d'embranchements des différents canaux de la désintégration $t\bar{t}$ et diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique $t\bar{t}$	130
6.33	Visualisation dans le plan transverse d'un évènement $t\bar{t}$ semi-muonique reconstruit dans le détecteur CMS (issu des données 2011)	131
6.34	Courbe de limite sur la section efficace de nouvelle physique en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$, issus de l'expérience CDF et de l'expérience DØ	132
7.1	Spectre de masse des quatre Z' simulés	134
7.2	Désintégration de la paire $t\bar{t}$ issue du Modèle Standard	135
7.3	Désintégrations : W plus jets et Z plus jets	135
7.4	Sections efficaces de production à $7\ TeV$ des évènements W/Z + jets	136
7.5	Désintégrations d'évènements avec un top et des jets, canal-s, canal-t et canal-tW	136
7.6	Exemple de désintégrations d'évènements QCD associés aux bruits de fond $t\bar{t}$	137
7.7	Productions d'évènements diboson par fusion de gluons et par fusion de quarks	138
7.8	Distribution des densités partoniques CTEQ6 pour $Q = 2\ GeV$ et $Q = 100\ GeV$	140
7.9	Distribution du nombre de vertex générés pour les fonds MC et facteurs de corrections	141
7.10	Distribution des électrons en fonction des variables f_{brem} et E/p	147
7.11	Efficacités de l'algorithme d'identifications des électrons (CiC)	148
7.12	Taux de mauvaise identification des électrons par l'algorithme CiC	148
7.13	Efficacités de sélection, sur des évènements MC $t\bar{t}$, des chemins de déclenchements pour le canal semi-électronique et pour le canal semi-muonique	153

7.14	Efficacité de sélection non inclusive des événements Z' et $t\bar{t}$ après chacune des coupures	157
7.15	Schéma récapitulatif des résultats de la sélection semi-muonique et semi-électronique sur des événements $t\bar{t}$	158
7.16	Efficacité de la sélection semi-muonique et semi-électronique sur les autres canaux semi-leptoniques sur des événements de signal Z'	159
7.17	Efficacité de la sélection semi-muonique et semi-électronique sur les autres canaux semi-leptoniques sur des événements $t\bar{t}$.	160
7.18	164
7.19	Distribution des masses invariantes pour la fonction du χ^2 .	165
7.20	Distribution de la variable HT_{frac} et de la somme des impulsions transverses des objets $t\bar{t}$ pour le canal semi-muonique et semi-électronique	166
7.21	Linéarité de l'ajustement cinématique pour le canal semi-muonique en fonction de la masse invariante $t\bar{t}$	167
7.22	Résolution sur la masse invariante $t\bar{t}$ avant et après l'ajustement cinématique	168
7.23	Résolution sur la masse invariante $t\bar{t}$ des événements, dont l'association des saveurs de jets par le χ^2 est correct, avant et après l'ajustement cinématique	169
7.24	Comparaison données-simulations de la distribution de la masse invariante $t\bar{t}$	170
7.25	Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{lepton}) des leptons sélectionnés	171
7.26	Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{MET}) de l'énergie transverse manquante .	171
7.27	Comparaison données-simulations des distributions de l'impulsion transverse (P_t^{jets}) des quatre jets sélectionnés	172
8.1	Ajustement des pdf du signal semi-électronique et semi-muonique pour les masses 750, 1000, 1250 et 1500 $GeV.c^{-2}$	177
8.2	Ajustement des trois densités de probabilités du fond sur les données	180
8.3	Distribution des $pull$ associés au signal à 750, 1000, 1250 et 1500 $GeV.c^{-2}$	183
8.4	Densité de probabilité du signal plus fond (courbe bleu) ajusté sur les spectres de données	185
8.5	Distribution, en fonction du nombre d'événements de signal, de $-\ln(L)$ à gauche, de la vraisemblance L au centre et de la vraisemblance élargie par la prise en compte des erreurs systématiques	186

8.6	Distribution des bornes supérieures, de l'intervalle à 95 % du niveau de confiance, des 1000 pseudo-expériences et cela pour les quatre hypothèses de masse	187
8.7	Courbe de limite de la section efficace de production de nouvelle physique pour les quatre hypothèses de masse	189
8.8	Distribution de la luminosité intégrée fournie jusqu'au mois de juin 2012 par le LHC aux quatre grandes expériences : CMS, ATLAS, ALICE et LHCb	191
A.1	Efficacité des chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse, de η et de l'isolation de l'électron	196
A.2	Efficacité des chemins de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse, de η et de l'isolation de l'électron pour les quatre masses de Z'	197

Liste des tableaux

2.1	Récapitulatif des sections efficaces de production du quark top (NLO)	26
3.1	Récapitulatif des paramètres des faisceaux de protons du LHC	37
3.2	Récapitulatif des paramètres de collisions	38
6.1	Récapitulatif des paramètres géométriques étudiés pour l'optimisation de la largeur des amas	91
6.2	Tableau d'équivalence ToP , pas inter-pistes P et épaisseur des senseurs ΔR	109
6.3	Tableau des surfaces de détection active de chacune des couches	116
6.4	Récapitulatif des paramètres optimaux pour la méthode de la largeur des amas	119
6.5	Récapitulatif des taux d'occupation et des bandes passantes optimales	120
7.1	Sections efficaces de production des bruits de fond majoritaires utilisés pour normaliser les simulations aux données	139
7.2	Lots d'évènements semi-muoniques utilisés pour l'analyse $t\bar{t}$. .	143
7.3	Lots d'évènements semi-électroniques utilisés pour l'analyse $t\bar{t}$	144
7.4	Tableau des résultats de l'efficacité de sélection des 4 jets issus de la paire $t\bar{t}$, de l'efficacité de sélection des 2 jets étiquetés b et du nombre de combinaison de 4 jets en fonction du nombre de jets sélectionnés	150
7.5	Nombres d'évènements semi-muoniques après coupures pour les données et les fonds	152
7.6	Nombres d'évènements semi-électroniques après coupures pour les données et les fonds	152
7.7	Efficacités des différents chemins de déclenchement muonique sur des évènements $t\bar{t}$ et de signal	154
7.8	Efficacités combinées des différents chemins de déclenchement muonique sur les évènements de signal Z'	154
7.9	Efficacités des différents chemins de déclenchement électronique sur des évènements $t\bar{t}$ et de signal	155

7.10	Efficacités combinées des différents chemins de déclenchement électronique sur les évènements de signal Z'	155
7.11	Valeurs et résolutions de référence pour l'optimisation du χ^2 .	164
8.1	Valeurs d'efficacité de sélection des évènements de signal (Z') dans une fenêtre de 500 à 2000 $GeV.c^{-2}$ et cela pour les canaux semi-muonique et semi-électronique	175
8.2	Tableau des paramètres de la densité de probabilité des bruits de fond dans le cas semi-électronique	178
8.3	Tableau des paramètres de la densité de probabilité des bruits de fond dans le cas semi-muonique	178
8.4	Tableau des valeurs de χ^2 associées aux ajustements des densités de probabilité du signal	178
8.5	Tableau présentant les résultats du test du χ^2 pour le choix de la densité de probabilité du fond (f_B)	180
8.6	Erreurs systématiques prises en compte pour la mesure des sections efficaces	182
8.7	Tableau résumant la moyenne μ , l'erreur sur la moyenne $\Delta\mu$, la déviation standard σ et l'erreur sur la déviation standard $\Delta\sigma$ des distributions du <i>pull</i>	183
8.8	Tableau présentant les valeurs de la borne supérieure de l'intervalle de confiance des sections efficaces de nouvelle physique estimées	188

Bibliographie

- [1] G. Altarelli. The standard model of particle physics. *CERN-PH-TH/2005-206*, 2005.
- [2] M. Herrero. The standard model. *arXiv :hep-ph/9812242v1*, 1998.
- [3] P. Aurenche. The standard model of particle physics. *arXiv :hep-ph/9712342v1*, 1997.
- [4] PBS NOVA & Fermilab.
- [5] S. Weinberg. A model of lepton. *Physical Review Letters*, vol. 19, num. 21, p. 1264-1266, 1967.
- [6] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, vol. 22, num. 4, p. 579-588, 1961.
- [7] F. Englert & R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical Review Letters*, vol. 13, num. 9, p.321-323, 1964.
- [8] P. W. Higgs. Broken symmetry and the mass of gauge bosons. *Physical Review Letters*, vol. 13, num. 16, p. 508-509, 1964.
- [9] CMS collaboration. Cms higgs physics results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>, 2012.
- [10] ATALS collaboration. Atlas experiment - public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>, 2012.
- [11] J. C. Pati & A. Salam. Lepton number as the fourth color. *Physical Review D*, vol. 10, p.275-289, 1974.
- [12] H. Harari. A schematic model of quarks and leptons. *Physical Letters B*, vol. 86, p.83-86, 1979.
- [13] M. A. Shupe. A composite model of leptons and quarks. *Physical Letters B*, vol. 86, p.87-92, 1979.
- [14] S. O. Bilson-Thompson. A topological model of composite preons. *arXiv :hep-ph/0503213v2*, 2006.
- [15] A. Bilal. Introduction to supersymmetry. *arXiv :hep-th/0101055v1*, 2001.

- [16] H. Georgi & S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Physical Review Letters*, vol. 32, p.438-441, 1974.
- [17] Super-Kamiokande collaboration. A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by super-kamiokande i. *Physical Review Letters*, vol. 71, p.112005, 2005.
- [18] J. H. Schwarz. Introduction to superstring theory. *arXiv :hep-ex/0008017 v1*, 2000.
- [19] D. Tong. String theory. *arXiv :0908.0333v3*, 2012.
- [20] CDF collaboration. Exclusion of an exotic top quark with -4/3 electric charge using soft lepton tagging. *Physical Review Letters*, vol. 105, p. 101801-1 à 101801-7, 2010.
- [21] CDF collaboration. Direct bound on the total decay width of the top quark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ tev. *Physical Review Letters*, vol. 102, p. 042001-1 à 042001-7, 2009.
- [22] PDG collaboration. Pdg particle listing. http://pdg.lbl.gov/2011/listings/contents_listings.html, 2012.
- [23] C. Quigg. Theoretical perspectives. *Rencontre de Morion*, 2011.
- [24] S. Blyweert. Top quark mass measurements at the lhc. *Rencontre de Morion*, 2012.
- [25] K. Lane. Technicolor. *arXiv :hep-ph/9501249v1*, 1995.
- [26] K. Lane. Two lectures on technicolor. *arXiv :hep-ph/0202255v1*, 2002.
- [27] K. Lane. Technicolor 2000. *arXiv :hep-ph/0007304v1*, 2000.
- [28] E. H. Simmons. Coloron phenomenology. *arXiv :hep-ph/9608269v2*, 1996.
- [29] L. Randall & R. Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Physical Review Letters*, vol. 83, num. 17, p. 3370-3373, 1999.
- [30] L. Randall & R. Sundrum. An alternative to compactification. *Physical Review Letters*, vol. 83, num. 23, p. 4690-4693, 1999.
- [31] S. Dimopoulos & G. R. Dvali N. Arkani-Hamed. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physics Letters B*, vol. 429, p. 263-272, 1998.
- [32] S. Dimopoulos & G. R. Dvali N. Arkani-Hamed. Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and tev scale quantum gravity. *Physical Review D*, vol. 59, num. 086004, 1999.
- [33] P. H. Frampton & S. L. Glashow. Unifiable chiral color with natural glashow-iliopoulos-maiani mechanism. *Physical Review Letters*, vol. 58, p. 2168-2170, 1987.

- [34] M. Georges. R2e-epc. http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/context/radiations/r2e_environment.stm#top, 2012.
- [35] L. Evans & P. Bryant. Lhc machine. *JINST 3 S08001*, 2008.
- [36] CERN. Le complexe d'accélérateurs du cern. <http://public.web.cern.ch/public/fr/research/AccelComplex-fr.html>, 2008.
- [37] D. Boussard & al. The lhc superconducting cavities. *Proceedings of Particle Accelerator Conference, New York*, 1999.
- [38] R. Cid & M. Rey X. Cid. Taking a closer look at lhc. <http://www.lhc-closer.es/php/index.php?i=1&s=4&p=18&e=0>.
- [39] S. De Capua & al. Luminosity measurements at lhc. *Il Nuovo Cimento B, vol. 123, art. 3, p.423-434*, 2008.
- [40] S. Van der Meer. Calibration of the effective beam height in the isr. *CERN-ISR-PO-68-31*, 1968.
- [41] M. Ferro-Luzzi. Proposal for an absolute luminosity determination in colliding beam experiments using vertex detection of beam-gas interactions. *Nucl. Inst. and Meth. A, vol. 553, p.388-399*, 2005.
- [42] TOTEM collaboration. Total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at the large hadron collider at cern. *TOTEM Technical Design Report*, 2004.
- [43] ATLAS collaboration. Atlas forward detectors for luminosity measurement and monitor. *CERN/LHCC 2004-010*, 2004.
- [44] LHC collaboration. Lhc luminosity plots for the 2011 proton run. <http://lpc.web.cern.ch/lpc/lumiplots.htm>, 2012.
- [45] RAMSES collaboration. Positions des détecteurs en surface au point 5 cms. <http://ramses-temp.web.cern.ch/ramses-temp/LHC/point5s.htm>.
- [46] CMS collaboration. Detector drawings. <https://cdsweb.cern.ch/record/1433717>, 2012.
- [47] CMS collaboration. The cms experiment at the cern lhc. *JINST 3 S08004*, 2008.
- [48] CMS HCAL collaboration. Design, performance, and calibration of cms forward calorimeter wedges. *Eur. Phys. J. C 53, 139-166 (2008)*, 2008.
- [49] CMS HCAL collaboration. Study of various photomultiplier tubes with muon beams and čerenkov light produced in electron showers. *JINST 5 P06002*, 2010.
- [50] CMS collaboration. Commissioning and performance of the cms calorimeter system with proton-proton collisions at the lhc. *Proceedings of Science*, 2010.

- [51] CMS collaboration. Cms the tridas project : The trigger systems. *CMS Technical Design Report, volume 1*, 2000.
- [52] R. Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A262 (1987) 444-450*, 1987.
- [53] W. Adam & al. Reconstruction of electrons with the gaussian-sum filter in the cms tracker at the lh. *CMS Note*, 2005.
- [54] S. Baffoni & al. Electron reconstruction in cms. *CMS Note*, 2006.
- [55] G. P. Salam & G. Soyez. A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm. *JHEP05(2007)086*, 2007.
- [56] G. P. Salam & G. Soyez M. Cacciari. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP04(2008)063*, 2008.
- [57] D collaboration. High- p_t jets in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s}=630$ and 1800 gev. *Physical Review D, Volume 64, 032003*, 2001.
- [58] CMS collaboration. Measurement of the jet energy resolutions and jet reconstruction efficiency at cms. *CMS Physics Analysis Summary*, 2009.
- [59] D collaboration. Determination of the absolute jet energy scale in the d calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424 (1999) 352D394*, 1999.
- [60] CMS collaboration. Jet energy calibration with photon+jet events. *CMS Physics Analysis Summary*, 2009.
- [61] CMS collaboration. Algorithms for b jet identification in cms. *CMS Physics Analysis Summary*, 2009.
- [62] Ian Tomalin. b tagging in cms. *Journal of Physics : Conference Series 110 (2008) 092033*, 2008.
- [63] D. Dobur. Jets and missing transverse energy reconstruction with cms. *Proceeding of Science, arXiv :0904.0391v1*, 2009.
- [64] CMS collaboration. \cancel{E}_t performance in cms. *CMS Conference Report*, 2007.
- [65] CMS collaboration. Particle-flow event reconstruction in cms and performance for jets, taus, and e_t^{miss} . *CMS Physics Analysis Summary*, 2009.
- [66] CMS collaboration. Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in cms. *JINST 6 P11002*, 2011.
- [67] CMS collaboration. Missing transverse energy performance of the cms detector. *JINST 6 P09001*, 2011.
- [68] CMS Collaboration. Cms physics, technical design report, volume ii : Physics performance. Technical report, CERN, 2006.

- [69] M. Beneke and Efthymiopoulos & al. Top quark physics. *CERN-TH-2000-100*, 2000.
- [70] CMS Collaboration. Cms expression of interest in the slhc. Technical report, CERN, 2007.
- [71] CMS Collaboration. Physics potential and experimental challenges of the lhc luminisity upgrade. Technical report, CERN-TH, 2002.
- [72] CMS Collaboration. The tridas project, technical design report, volume 2 : Data acquisition and high-level trigger. Technical report, CERN, 2002.
- [73] V. M. Ghete. The cms l1 trigger emulation software. *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 219, part. 3, 032009, 2010.
- [74] J. Jones & al. A pixel detector for level-1 triggering at slhc. *arXiv :physics/0510228*, 2005.
- [75] S. Mrenna & P. Skands T. Sjöstrand. Pythia 6.4, physics and manual. Technical report, FERMILAB, 2006.
- [76] *The CMS Offline WorkBook*.
- [77] M.J. French & al. Design and results from the apv25, a deep sub-micron cmos front-end chip for the cms tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 466 (2001) 359–365, 2001.
- [78] N. Bingeors & al. A novel technique for fast pulse-shaping using a slow amplifier at lhc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 326 (1993) 112-119, 1993.
- [79] S. Gadomski & al. The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron colliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 320 (1992) 217-227, 1992.
- [80] Michela Lenzi. Performance of the all-silicon cms tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 473 (2001) 31-38, 2001.
- [81] D. Abbaneo. Upgrade of the cms tracker with tracking trigger. *Proceedings of Science, PoS(Vertex 2011)*039, 2011.
- [82] G. Hall. Conceptual studyofatriggermodulefortheCMS trackerat slhc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 636, num. 1, p. S201-S207, 2011.
- [83] M. Raymond & A. Rose G. Hall. 2-d pt module concept for the slhc cms tracker. *Journal of Instrument*, vol. 5, art. C07012, 2010.
- [84] Y. Bai & al. Lhc predictions from a tevatron anomaly in the top quark forward-backward asymmetry. *JHEP*03(2011)003, 2011.
- [85] C. T. Hill & S. J. Parke R. M. Harris. Cross section for topcolor z'_t decaying to $t\bar{t}$. *arXiv :hep-ph/9911288*, 1999.

- [86] CMS collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev using the kinematic properties of events with leptons and jets. *The European Physical Journal C*, vol. 71, num. 9, 2011.
- [87] CMS collaboration. Measurement of the inclusive w and z production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev with the cms experiment. *Journal of High Energy Physics*, vol. 132, num. 10, 2011.
- [88] CDF collaboration. First observation of electroweak single top quark production. *arXiv :hep-ex/0903.0885v1* 5 Mar 2009, 2009.
- [89] P. Haefner. Single top results by atlas and cms. *arXiv :1205.1352v1*, 2012.
- [90] CMS collaboration. Measurement of the t-channel single top quark production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *Physical Review Letters*, vol. 107, num. 091802, 2011.
- [91] CMS collaboration. Search for single top tw associated production in the dilepton decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. *CMS Physics Analysis Summary*, TOP-11-022, 2011.
- [92] ATLAS collaboration. Atlas detector and physics performance. *ATLAS Technical Design Report*, vol. II, p. 622, 1999.
- [93] CMS collaboration. Measurement of the ww, wz and zz cross sections at cms. *CMS PAS EWK-11-010*, 2011.
- [94] K. Ellis & C. Williams J. Campbell. Mcfm - monte carlo for femtobarn processes. [http ://mcfm.fnal.gov/](http://mcfm.fnal.gov/), dernière mise à jour 2012.
- [95] R. Gavin & al. Fewz 2.0 : A user's guide. Technical report, FEWZ. 2010.
- [96] R. Gavin & al. Fewz 2.0 : A code for hadronic z production at next-to-next-to-leading order. *Computer Physics Communications* 182 (2011) 2388–2403, 2011.
- [97] J.M. Campbell & R.K. Ellis. Mcfm for the tevatron and the lhc. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 205–206 (2010) 10–15, 2010.
- [98] F. Petriello K. Melnikov. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. *Physical Review D* 74, 114017 (2006), 2006.
- [99] F. Maltoni & F. Tramontano J.M. Campbell, R. Frederix. Next-to-leading-order predictions for t-channel single-top production at hadron colliders. *Physical Review Letter* 102, 182003 (2009), 2009.
- [100] F. Maltoni & T. Stelzer. Madevent : Automatic event generation with madgraph. *arXiv :hep-ph/0208156v1* 15 Aug 2002, 2002.
- [101] S. Höche & al. Matching parton showers and matrix elements. *arXiv :hep-ph/0602031v1* 3 Feb 2006, 2006.

- [102] P. Nason & G. Ridolfi S. Frixione. The powheg-hvq manual version 1.01. Technical report, INFN, 2009.
- [103] CTEQ collaboration. Cteq. <http://www.phys.psu.edu/cteq/>, dernière mise à jour 2011.
- [104] J. Pumplin & al. New generation of parton distributions with uncertainties from global qcd analysis. *arXiv :hep-ph/0201195v3*, 2002.
- [105] M. Huhtinen. Effects of machine induced background on experiments. *Document CERN*, 2008.
- [106] G. Corti & V. Talanov. Aspects of machine induced background in the lhc experiments. *Document CERN*, 2006.
- [107] CMS collaboration. Performance of the cms hadron calorimeter with cosmic ray muons and lhc beam data. *2010 JINST 5 T03012*, 2009.
- [108] CMS collaboration. Identification and filtering of uncharacteristic noise in the cms hadron calorimeter. *2010 JINST 5 T03014*, 2009.
- [109] W. Erdmann. Offline primary vertex reconstruction with deterministic annealing clustering. *CMS Internal Note*, 2011.
- [110] CMS collaboration. Muon identification in cms. *CMS Analysis Note, AN-2008/098*, 2008.
- [111] S. Lopez. Baseline muon selections. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideMuonId#Particle_Flow_Muon 2012.
- [112] CMS collaboration. Electron reconstruction and identification at $\sqrt{s} = 7\text{tev}$. *CMS Physics Analysis Summary*, 2010.
- [113] M. Sani. Cuts in categories (cic) electron identification. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGuideCategoryBasedElectronID>, 2011.
- [114] T. J. Kim. Summary of electron selections in top analyses. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/ElectronReviewForMoriond2012>, 2012.
- [115] G.P. Salam & G. Soyez M. Cacciari. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP04(2008)063*, 2008.
- [116] M. Cacciari & G.P. Salam. Dispelling the n^3 myth for the k_t jet-finder. *Phys. Lett. B 641 (2006) 57*, 2006.
- [117] G.P. Salam & G. Soyez M. Cacciari. Fastjet. <http://www.fastjet.fr/>, 2012.
- [118] CMS collaboration. Particle-flow event reconstruction in cms and performance for jets, taus, and E_T^{miss} . *CMS Physics Analysis Summary*, 2000.

- [119] CMS collaboration. Commissioning of the particle-flow reconstruction in minimum-bias and jet events from pp collisions at 7 tev. *CMS Physics Analysis Summary*, 2010.
- [120] N. Saoulidou. Jet identification. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetID>, 2012.
- [121] N. Saoulidou. Particle flow jet identification criteria. 2010.
- [122] N. Saoulidou. Particle flow jet identification criteria. *CMS Analysis Note*, 2010.
- [123] CMS collaboration. Performance of b-jet identification in cms. *CMS Physics Analysis Summary*, 2011.
- [124] CMS collaboration. Measurement of the top quark pair invariant mass distribution. *CMS Analysis Note, AN-2007/027*, 2007.
- [125] CMS collaboration. Search for resonances close to top-pair production in the muon channel. *CMS Analysis Note, AN-2009/095*, 2009.
- [126] CMS collaboration. Performance of b-jet identification in cms. *CMS Physics Analysis Summary*, 2011.
- [127] CDF collaboration. A search for resonant production of $t\bar{t}$ pairs in $4,8\text{ fb}^{-1}$ of integrated luminosity of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96\text{ tev}$. *arXiv :1107.5063v3*, 2011.
- [128] DØcollaboration. Search for a narrow $t\bar{t}$ resonance in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96\text{ tev}$. *arXiv :1111.1271v1*, 2011.
- [129] CMS collaboration. Search for heavy narrow resonances decaying to $t\bar{t}$ in the muon+jets channel. *CMS Physics Analysis Summary, EXO-11-055*, 2011.
- [130] R. Barlow. Extended maximum likelihood. *Nucl. Inst. and Meth. A297 (1990) 496*, 1990.
- [131] T.Skwarnicki. *A Study Of The Radiative Cascade Transitions Between The Upsilon-Prime And Upsilon Resonances*. PhD thesis, DESY F31-86-02. Appendix E.
- [132] CMS collaboration. Search for resonances in the dijet mass spectrum from 7 tev pp collisions at cms. *Physics Letters B 704 (2011) 123–142*, 2011.
- [133] CMS collaboration. Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in cms. *JINST 6 P11002*, 2011.
- [134] F. James & M. Winkler. Minuit user’s guide. *CERN*, 2004.
- [135] R. M. Harris & S. Jain. Cross sections for leptophobic topcolor z_0 decaying to top-antitop. *arXiv :1112.4928v2*, 2012.
- [136] L. Breiman & al. *Classification and regression trees*. Chapman & Hall, 1984.

NOM : BEAUPERE		DATE de SOUTENANCE
Prénoms : Nicolas		19 septembre 2012
TITRE : Etude du système électronique pour le projet du HL-LHC et recherche de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante top anti-top au sein de l'expérience CMS du LHC		
<div style="text-align: right;">Numéro d'ordre : 162-2012</div> <div style="display: flex; justify-content: space-between; align-items: flex-start;"> <div style="text-align: center;"> DIPLOME DE DOCT. X </div> <div style="text-align: center;"> DOCTEUR- INGENIEUR <input type="checkbox"/> </div> <div style="text-align: center;"> DOCTORAT D'ETAT <input type="checkbox"/> </div> <div style="text-align: center;"> DOCTORAT DE 3e CYCLE <input type="checkbox"/> </div> <div style="text-align: left;"> Spécialité : Physique des Particules </div> </div>		
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : <p>Ce manuscrit décrit mon travail de thèse au sein de l'expérience CMS du collisionneur LHC. Il présente les deux sujets sur lesquels j'ai travaillé : un sujet orienté détecteur et un sujet orienté analyse de données. Le premier sujet, orienté détecteur, se situe dans le cadre du projet HL-LHC qui prévoit une augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur cinq. Une telle augmentation et la conservation du système de haut niveau du déclenchement (HLT), engendre de nouvelles contraintes sur le détecteur CMS. Notamment au niveau du système de déclenchement électronique. La collaboration CMS envisage d'implanter ce dernier au sein du détecteur de traces. La méthode des mémoires associatives est proposée. Elle nécessite toutefois une présélection intelligente des signaux électriques pour être utilisable. La méthode de la largeur des amas est proposée pour présélectionner les signaux. L'optimisation de cette méthode, en particulier des paramètres géométriques des modules et des seuils appliqués pour la présélection des signaux électrique, est le résultat de mon travail. Il est détaillé tout au long de la partie III de ce manuscrit.</p> <p>Le deuxième sujet concerne l'analyse des données récoltées par CMS durant l'année 2011. Cette analyse a pour objectif de rechercher de nouvelles particules dans le spectre de masse invariante top anti-top. De par sa grande masse, proche de la brisure électrofaible, le quark top joue un rôle prépondérant dans de nombreuses extensions du Modèle Standard. L'observation de résonances étroites dans le spectre pourrait en être le signe. L'analyse est subdivisée en trois parties : la sélection des évènements top anti-top, la reconstruction de la masse invariante top anti-top et une étude statistique pour quantifier la présence de nouvelle physique. Les résultats de ce travail sont des limites sur la section efficace de production de nouvelles particules. Ils sont présentés dans la partie IV du manuscrit.</p>		
MOTS-CLES : physique des particules ; physique des hautes énergies ; CERN ; LHC ; CMS ; quark-top ; HL-LHC ; analyse de données ; nouvelle physique ; trigger ; courbe des limites		
Directeurs de recherches : Didier Contardo et Stéphane Perriès		
Composition du jury : I. Laktineh - S. Tosi - F. Palla - G. Montarou		225 pages

-
- [137] N. Beaupere & al. Concepts for a tracker trigger based on a multi-layer layout and on-detector data reduction using a cluster size approach. *Journal of Instrument*, *JINST 5 C08002*, 2010.
- [138] CMS collaboration. Search for resonant $t\bar{t}$ production in lepton+jets events in pp collision at $\sqrt{s} = 7\text{ tev}$. *arXiv :1209.4397v1*, 2012.